A.I. KITAIGORODSKI

LA PHYSIQUE À LA PORTÉE DE TOUS

1

CORPS PHYSIQUES

A.I. KITAIGORODSKI
L.D. LANDAU

LA PHYSIQUE À LA PORTÉE DE TOUS

1

CORPS PHYSIQUES

PRÉFACE

A l'écoulement de plusieurs années, j'ai décidé de revenir sur cette *Physique pour tous* inachevée que j'ai rédigée en collaboration avec Landau, savant remarquable et homme de qualités exceptionnelles.

Notre coopération avait été si étroite qu'après la disparition de Landau je fus longtemps incapable de me remettre à la suite. Beaucoup de lecteurs, d'ailleurs, m'en ont fait le reproche dans leur correspondance.

Finalement, voici que leur est soumise la nouvelle édition de la *Physique pour tous* établie en quatre petits volumes. Je les ai intitulés ainsi: *Corps physiques, Molécules, Electrons, Photons et noyaux.* Le partage est réalisé selon la profondeur, si je puis dire, de la pénétration à l'intérieur de la structure de la matière. Ces quatre livres englobent toutes les grandes lois de la physique. Je n'exclus pas qu'il soit utile de poursuivre ensuite la *Physique pour tous* avec d'autres fascicules, consacrés aux fondements des divers domaines des sciences naturelles et des techniques.

Donc, les deux premiers volumes représentent le texte rédigé en collaboration avec Landau très légèrement remanié, quoique substantiellement complété par endroits. Les deux suivants sont entièrement de ma rédaction.

Je suis certain que le lecteur attentif va sentir une certaine différence. Il reste que les principes généraux de l'exposition que nous avions choisis avec Landau demeurent inchangés. Ces principes sont le caractère déductif de l'exposé dans le cadre de la logique du sujet, et non l'histoire de son évolution. Nous avions cru bon de nous entretenir avec le lecteur dans un langage simple et ordinaire, sans craindre une pointe d'humour. Et puis, nous ne faisions aucune concession au lecteur. Celui qui veut comprendre ce livre, doit en relire main-

tes pages deux fois et davantage plutôt qu'une, et sérieusement réfléchir au texte.

Quant à la différence entre les anciens volumes et les nouveaux, elle tient à ce qui suit. En rédigeant le premier texte, nous le considérions comme le « premier livre » de physique et nous pensions même qu'il pourrait faire concurrence aux manuels scolaires. Cependant, la réaction des lecteurs et la pratique des enseignants ont montré autre chose. A savoir, ceux qui lisaient notre livre étaient des enseignants et des ingénieurs, ou des écoliers désireux de faire de la physique leur métier. Nul d'entre eux ne voyait dans la *Physique pour tous* un manuel. On l'abordait comme un livre de vulgarisation scientifique qui élargit les connaissances scolaires et attire souvent l'attention sur des choses que les programmes laissent de côté, pour telle ou telle raison.

Constatant ainsi que mon lecteur est plus ou moins initié à la physique, je me suis senti naturellement plus libre envers le choix des sujets et j'ai été amené à adopter un style moins livresque.

Puisque l'entretien sur la physique débute par les phénomènes qui n'exigent pas de connaissances particulières sur la structure de la matière, il m'a paru naturel d'intituler le premier livre *Corps physiques*. Certes, j'aurais pu aussi bien opter, comme on le fait généralement, pour *Mécanique*, qui est la science du mouvement. Toutefois, la théorie de la chaleur dont il sera question dans le volume suivant est aussi une science du mouvement, mais concernant cette fois des corps invisibles à l'œil nu, les molécules et les atomes. Ce qui fait que le titre choisi me semble plus approprié.

Pour l'essentiel, ce premier livre se consacre à l'enseignement des lois du mouvement et de l'attraction universelle, lois destinées à rester à jamais le fondement de la physique et donc de toute science naturelle.

A. Kitaïgorodski

CHAPITRE PREMIER

NOTIONS FONDAMENTALES

LE CENTIMÈTRE ET LA SECONDE

Tout le monde est obligé de mesurer des longueurs, calculer le temps et peser différents corps. Donc, chacun de nous sait ce que sont un centimètre, une seconde et un gramme. Pour le physicien, toutefois, ces mesures acquièrent une importance particulière, car elles sont indispensables pour pouvoir opérer sur la plupart des phénomènes physiques. On s'efforce donc de mesurer avec le maximum de précision les distances, les intervalles de temps et les masses, ce qu'on appelle les notions fondamentales de la physique.

Les appareils de physique moderne permettent de déceler une différence de longueur entre deux barres d'un mètre, inférieure à une milliardième partie de mètre. On peut distinguer des intervalles de temps qui diffèrent d'un millionième de seconde. Une bonne balance permet de préciser la masse d'un grain de pavot.

Toutefois, la technique des mesures n'est vieille encore que de quelques siècles, et il y a relativement peu de temps que les savants se sont entendus sur les unités de longueur et de temps.

Pourquoi le centimètre et la seconde ont-ils été choisis tels que nous les connaissons aujourd'hui ? Il est évident que s'ils étaient un peu plus longs, cela n'entraînerait pas d'inconvénients majeurs.

Une unité de mesure doit être commode et c'est la seule exigence qu'on lui présente. Il est commode, par exemple, que l'unité de mesure se trouve sous la main ; le plus simple est alors

d'adopter la main comme telle. C'est ce que firent les anciens, ce dont témoignent les noms des vieilles unités: le coude — la distance qui va du coude à l'extrémité des doigts; le pouce qui désignait la largeur du pouce à sa base; le pied — la longueur du pied humain.

Bien que ces unités soient très commodes puisque l'homme les a toujours à sa disposition, leurs défauts sont évidents. Les hommes diffèrent trop entre eux pour que le bras ou le pied puissent servir d'unités de mesure incontestables.

Avec le développement du commerce, on ressentit bientôt un besoin urgent de s'entendre sur ce point. On vit alors apparaître des étalons de longueur et de poids valables d'abord pour un marché, une ville, ensuite pour un pays et le monde. L'étalon est une unité de comparaison: une règle, un poids. L'Etat conserve soigneusement les étalons, et tous les règles et poids épousent la valeur de ceux-ci avec la plus grande fidélité possible.

En Russie, des unités légales de poids et de longueur, le livre et l'archine, furent exécutées pour la première fois en 1747. Au XIXe siècle, l'exigence de précision s'étant accrue, ces étalons furent trouvés insuffisants. De 1893 à 1898, Dmitri Mendeleïev dirigea d'importants travaux en vue d'en créer de suffisamment précis. C'est sur l'initiative de cet éminent chimiste qu'à la même époque fut organisée la Chambre des Poids et Mesures, où l'on conservait les étalons et fabriquait des copies.

On sait que certaines distances s'expriment en grandes unités et d'autres en unités plus petites. Nous n'allons par exprimer la distance de Moscou à Léningrad en centimètres et la masse d'un convoi ferroviaire en grammes. Pour cette raison, on a convenu d'une certaine relation entre les grandes et les petites unités. Dans le système

d'unités dont nous nous servons, les grandes unités diffèrent des petites de 10, 100, 1000 et 10^n fois, où n peut être une puissance quelconque. Cette convention est très commode et simplifie tous les calculs. Mais ce système n'est pas adopté partout. En Angleterre et aux Etats-Unis, le mètre, le centimètre et le kilomètre, de même que le gramme et le kilogramme *, malgré les avantages évidents du système métrique, sont rarement utilisés.

Au XVII[e] siècle, on eut l'idée de choisir un étalon existant dans la nature et ne changeant pas avec le temps. En 1664, Christiaan Huygens proposa d'adopter comme unité de longueur la longueur d'un pendule qui effectue une oscillation par seconde. Environ un siècle plus tard, en 1771, on proposa d'adopter plutôt le chemin parcouru en une seconde par un corps tombant en chute libre. Cependant, les deux variantes se montrèrent insuffisantes et ne furent pas adoptées. Il fallut une révolution pour qu'apparaissent les unités de mesure modernes. Le kilogramme et le mètre, en effet, sont les produits de la Révolution Française.

En 1790, la Constituante créa une Commission spéciale, où entrèrent les plus grands physiciens

---

* Les unités de longueur adoptées en Angleterre sont : le mille marin (1852 m), le mille terrestre (1609 m), le pied (30,48 cm). Le pied se divise en 12 pouces, le pouce est égal à 2,54 cm ; enfin, le yard correspond à 0,9144 m. Ce dernier est l'unité de mesure utilisée par les tailleurs.

La masse dans les pays anglo-saxons est mesurée en livres (454 g), qui se subdivisent en onces $\left(\frac{1}{16}\text{ de livre}\right)$ et en grains $\left(\frac{1}{7000}\text{ de livre}\right)$ dont on se sert encore dans les pharmacies pour la préparation des médicaments.

Toutefois, le conservatisme capitule peu à peu. En Angleterre et aux Etats-Unis, le passage au système métrique a commencé d'ores et déjà.

et mathématiciens, dans le but d'établir un système de mesures unique. De toutes les variantes proposées pour l'unité de longueur, la Commission choisit la dix-millionième partie du quart du méridien terrestre et donna à cette unité le nom de « mètre ». En 1799, le mètre-étalon fut déposé aux archives de la République.

Très rapidement, toutefois, on comprit que l'idée théoriquement juste de choisir des étalons empruntés à la nature n'est pas entièrement réalisable. Des mesures plus précises faites aux XIX[e] siècle montrèrent que le mètre-étalon était d'environ 0,08 mm plus court que la quarante-millionième partie du méridien terrestre. Il était clair qu'avec le développement de la technique des mesures de nouvelles corrections seraient inévitables. Si l'on gardait la définition du mètre pris comme partie du méridien, chaque nouvelle mesure de ce méridien aurait obligé à confectionner de nouveaux étalons, à recalculer toutes les longueurs. Pour cette raison, des Conférences internationales réunies en 1870, 1872 et 1875 décidèrent de s'en tenir au mètre-étalon exécuté en 1799, qui se trouve actuellement au Bureau international des Poids et Mesures, à Sèvres.

Simultanément avec le mètre sont nées ses parties : la millième, appelée millimètre ; la millionième, appelée micron, et la plus souvent employée, la centième, appelée centimètre.

Maintenant, quelques mots sur la seconde. Elle est beaucoup plus âgée que le centimètre. Le choix de l'unité de mesure du temps se fit sans divergences. Il est évident que l'alternance du jour et de la nuit, le cycle éternel du Soleil, facilite la chose. Il est connu que l'on peut dire l'heure d'après la hauteur de course du Soleil. Lorsque l'astre est au zénith, chacun sait qu'il est midi, et mesurer l'ombre projetée par une tige verticale afin de fixer l'instant où il

se trouve au point le plus élevé ne présente aucune difficulté. Procédons de même le jour suivant. L'intervalle de temps écoulé entre les deux opérations correspond à un jour. Il ne reste plus qu'à diviser le jour en heures, minutes et secondes.

Si les grandes unités de temps, l'année et le jour, nous sont fournies par la nature même, l'heure, la minute et la seconde sont une invention de l'homme.

La division du jour aujourd'hui adoptée date des temps les plus reculés. A Babylone, on utilisait un système numérique de soixante chiffres. Soixante se divisant par douze sans donner de reste, les Babyloniens partageaient le jour en 12 parties égales.

En Egypte, on le divisait en 24 heures. Les minutes et les secondes sont venues plus tard. C'est donc au système numérique de Babylone que remonte la pratique de diviser l'heure en 60 minutes et la minute en 60 secondes.

Dans l'Antiquité et au Moyen Age, le temps était mesuré à l'aide d'un cadran solaire, d'une clepsydre (d'après le temps que l'eau contenue dans de grands récipients mettait à s'écouler) et d'autres dispositifs ingénieux mais imprécis.

Au moyen d'une horloge moderne il est aisé de se convaincre que la durée du jour varie avec les saisons. On a donc convenu d'adopter comme unité le jour solaire moyen pour un an. Une vingt-quatrième partie de cet intervalle de temps donne l'heure.

Mais en arrêtant les unités de temps (heure, minute, seconde) par division de la journée en parties égales, nous admettons que la Terre tourne de façon uniforme. Or, on sait que les marées dues à l'attraction de la Lune et du Soleil ralentissent (bien que de façon minime) la rotation

de la Terre. Pour cette raison, notre unité de temps, le jour, s'allonge constamment.

Ce freinage de la rotation terrestre est tellement infime que ce n'est que tout dernièrement qu'on est arrivé à le mesurer à l'aide d'une horloge atomique d'une précision extraordinaire, de l'ordre du millionième de seconde. On s'est alors aperçu que le retard diurne est de 1 ou 2 millisecondes par siècle.

Mais un étalon doit éliminer si possible même une erreur aussi infime. Nous dirons à la page 18 comment on le fait à présent.

POIDS ET MASSE

Le poids est la force avec laquelle un corps est attiré par la Terre, mesurable au moyen d'une balance à ressort. Plus le poids du corps est grand, plus le ressort à boudin auquel il est suspendu s'allonge. Un certain poids adopté comme unité, on peut étalonner le ressort, c'est-à-dire faire des marques qui indiqueront l'extension du ressort sous l'action d'un poids d'un kilogramme, de deux kilogrammes, etc. Si, après cela, on accroche un certain corps à notre balance, l'extension du ressort donnera la force avec laquelle le corps est attiré par la Terre, exprimée en kilogrammes (fig. 1.1, *a*). Dans le même but on utilise aussi un ressort travaillant en compression (fig. 1.1, *b*). Des ressorts de différente épaisseur permettent de fabriquer des balances destinées à mesurer des poids différents. Le même principe commande les balances de commerce, relativement peu précises, aussi bien que des instruments de très haute précision utilisés en physique.

Un ressort étalonné, servant à mesurer la force de la pesanteur, c'est-à-dire le poids, peut aussi mesurer d'autres forces. Un tel appareil est

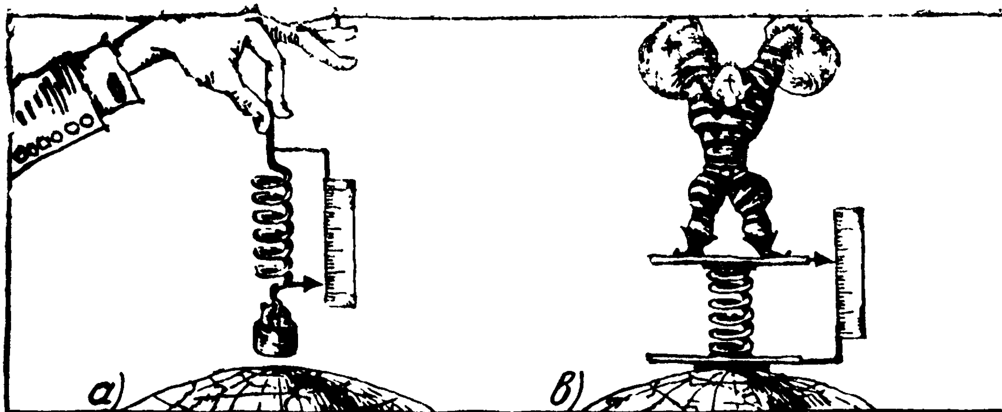


Fig. 1.1

appelé dynamomètre, ce qui signifie « appareil à mesurer les forces ». On sait que le dynamomètre sert à évaluer la force musculaire d'un homme. On peut aussi se servir d'un ressort extensible pour mesurer la force de traction d'un moteur (fig. 1.2).

Le poids d'un corps en est une propriété très importante, mais il ne dépend pas seulement de ce dernier. Normalement, le corps est attiré par la Terre. Et si nous étions sur la Lune? Dans ce cas, le même poids prendrait une valeur six fois plus petite environ, comme le montrent les calculs. D'ailleurs, sur la Terre le poids n'est pas le même sous différentes latitudes. Aux pôles, par exemple, un même corps pèse 0,5 % de plus qu'à l'équateur.

Cependant, malgré toute son inconstance, le poids possède une propriété remarquable : le rapport des poids de deux corps reste toujours le même, ce qui est prouvé par l'expérience. Si deux poids distincts exercent aux pôles le même effet d'extension sur un ressort, cette identité sera absolument conservée à l'équateur.

Evaluant maintenant un poids en le comparant à un poids étalon, nous trouvons une nouvelle propriété des corps appelée masse. Le sens physique de cette nouvelle notion est intimement

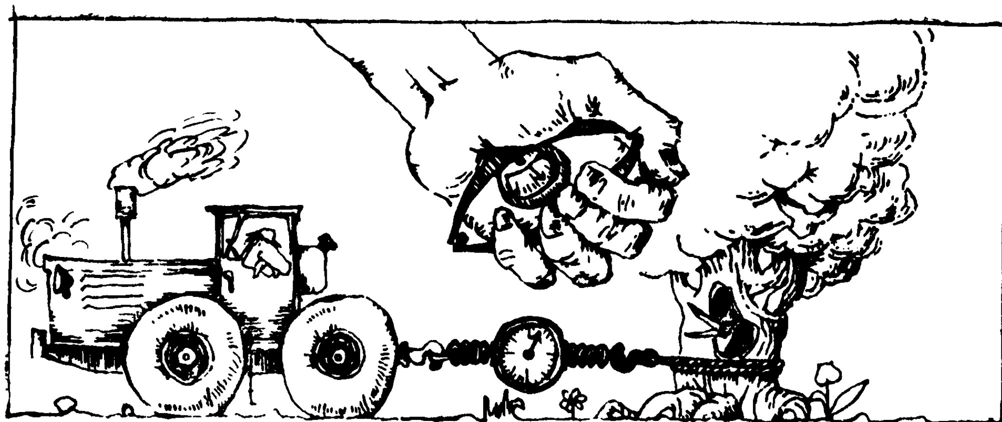


Fig. 1.2

lié à l'identité que nous relevions à l'alinéa précédent.

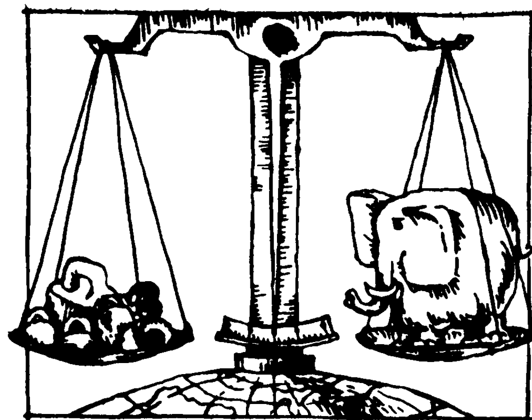
A la différence du poids, la masse est une propriété du corps qui ne dépend que de lui-même.

La comparaison des poids, c'est-à-dire l'évaluation d'une masse, se fait communément au moyen d'une balance à fléau ordinaire (fig. 1.3). Nous disons que les masses de deux corps sont égales si la balance à fléau sur les plateaux de laquelle on a placé ces corps est exactement équilibrée. Une charge posée à l'équateur puis transportée avec les poids au pôle, se modifie dans la même proportion que les poids marqués. La pesée faite au pôle donnera le même résultat: la balance reste équilibrée.

Nous pouvons vérifier cette notion sur la Lune. Etant donné que là-bas aussi le rapport des poids ne change pas, notre charge sera équilibrée par le même poids marqué. Ainsi, la masse d'un corps est la même quel que soit l'endroit où ce corps se trouve.

Les unités de masse et de poids sont liées au choix d'un poids marqué étalon. Comme pour le mètre et la seconde, on a cherché un étalon naturel. La même Commission de 1790 confectionna avec un alliage spécial un poids qui équili-

Fig. 1.3



brait un décimètre cube d'eau à 4 °C *. Cet étalon fut appelé le kilogramme.

Plus tard, on s'aperçut qu'il n'était pas si facile de « prendre » un décimètre cube d'eau. D'abord, le décimètre comme partie du mètre changeait au fur et à mesure qu'on précisait la longueur du mètre-étalon. Et puis, de quelle eau s'agissait-il ? D'une eau chimiquement pure ? Doublement distillée ? Sans trace d'air ? Et que faire des inclusions d'eau « lourde » ? Ajoutons à cela que le degré de précision dans la mesure d'un volume est de beaucoup inférieur à celui de la pesée.

Là encore, il fallut abandonner l'unité naturelle et adopter comme unité de masse celle d'un poids spécialement fabriqué. Ce poids est également conservè au pavillon de Breteuil, à Sèvres.

Dans toutes les opérations de pesage on utilise largement la millième et la millionième parties du kilogramme, respectivement le gramme et le milligramme.

---

* Le choix de cette température n'est pas fortuit. On sait, en effet, que l'eau se comporte d'une façon très particulière lorsqu'elle est soumise à un réchauffement. Généralement, dans ce cas les autres corps se dilatent, alors que l'eau, lorsque la température est portée de 0 à 4 °C, se comprime d'abord et ne commence à se dilater qu'au-dessus de 4 °C. Cette dernière température est donc celle où l'eau cesse de se comprimer et commence à se dilater.

Les dixième et onzième Conférences générales des Poids et Mesures (1960) ont mis au point un nouveau système international d'unités (SI) que la plupart des pays ont adopté comme standards d'Etat. Le nouveau système réserve l'appellation kilogramme à la masse. Toutes les forces, par contre, y compris le poids, sont mesurées en newtons (N). Nous indiquerons plus tard les raisons de cette désignation et sa définition.

Sans doute le nouveau système d'unités ne sera-t-il pas employé immédiatement et partout. Il est donc utile de se rappeler que le kilogramme-masse (kg) et le kilogramme-force (kgf) sont des unités différentes et que les opérations arithmétiques où ils entrent devront être faites comme avec des valeurs hétérogènes. Ecrire 5 kg + 2 kgf n'a pas plus de sens que d'additionner les mètres et les secondes.

SYSTÈME SI ET ÉTALONS

Si ce livre est votre premier ouvrage de physique, remettez à plus tard la lecture de ce paragraphe, cher lecteur. Nous avons commencé à la vieille mode, par le plus simple. De fait, que peut-il y avoir de plus simple que la mesure des distances, des intervalles de temps et de la masse. Simple? Auparavant, en effet, mais plus maintenant. De nos jours, la technique de la mesure de la longueur, du temps et de la masse demande la connaissance de toute la physique, or, les phénomènes dont nous allons parler ici ne seront examinés plus ou moins en détail que dans le livre 4.

Le système SI (Système International) fut adopté en 1960. Lentement, très lentement, il s'impose universellement. En attendant, nous nous servons encore pour l'essentiel, dans nos années 80 du XXe siècle, de bonnes vieilles

unités d'autrefois. Si vous demandez à un automobiliste quelle est la puissance de son moteur, il vous répondra comme auparavant : 100 ch et non 74 kW.

Sans doute, faudra-t-il qu'une ou deux générations se succèdent et que les livres dont les auteurs ne veulent pas reconnaître le SI disparaissent du marché, pour que le nouveau système supplante définitivement tous les autres.

Le système SI a 7 unités de base : le mètre, le kilogramme, la seconde, la mole, l'ampère, le kelvin et la candela.

Je parlerai ici des quatre premières unités, non point pour communiquer au lecteur le détail de la mesure des unités physiques correspondantes, mais pour mettre en évidence une tendance générale remarquable. En résumé, elle consiste à renoncer aux étalons matériels qu'on remplace par des constantes naturelles dont les valeurs ne doivent pas dépendre des dispositifs expérimentaux et qui ne doivent pas (du moins au point de vue de la physique moderne) se modifier dans le temps.

Commençons par la définition du mètre. On observe dans le spectre de krypton (isotope 86) une forte raie spectrale. Par des procédés dont on parlera plus loin, chaque raie spectrale est caractérisée par ses niveaux énergétiques initial et final. En l'occurrence, par le niveau $5d_5$ et le niveau $2p_{10}$. Le mètre équivaut à la longueur égale à 1 650 763,73 longueurs d'onde dans le vide de la radiation correspondant à la transition entre les niveaux $2p_{10}$ et $5d_5$ de l'atome de krypton 86. Cette longueur d'onde lumineuse ne peut pas être mesurée avec une précision supérieure à $\pm 4 \cdot 10^{-9}$. Aussi est-il inutile d'ajouter un chiffre significatif au nombre de 9 chiffres obtenu plus haut.

Nous voyons que cette définition ne nous lie

d'aucune manière à un étalon matériel. Rien n'incite non plus à penser que la longueur d'onde de la radiation lumineuse caractéristique puisse se modifier avec le temps. Ainsi, notre but est atteint.

Fort bien, dira le lecteur. Mais comment faire pour calibrer au moyen de cet étalon non matériel, une règle ordinaire, bien matérielle, celle-là ? La physique sait le faire à l'aide de la technique des mesures interférentielles dont il sera question dans le livre 4.

Tout laisse penser, en effet, que la définition du mètre va subir très prochainement des modifications. C'est qu'en se servant du laser (laser à hélium-néon stabilisé par les vapeurs d'iode, par exemple), on obtient la longueur d'onde à 10^{-11} à 10^{-12} près. Ceci étant, il n'est pas exclu qu'il s'avère plus rationnel de choisir pour étalon non matériel quelque autre ligne spectrale.

C'est d'une façon tout à fait analogue qu'est définie la seconde. Cette fois, c'est à la transition entre deux proches niveaux énergiques de l'atome de césium 133 qu'on a recours. La grandeur inverse à la fréquence de cette transition donne le temps nécessaire à l'accomplissement d'une oscillation. La seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133. Etant donné que les oscillations font partie de la gamme des micro-ondes, on est en mesure, en procédant par division de la fréquence, de calibrer n'importe quelle horloge à l'aide de dispositifs radiotechniques. Ce procédé de mesure donne une erreur d'une seconde à l'écoulement de 300 000 ans.

Les métrologistes poursuivent le but suivant : parvenir à ce que la même transition énergétique puisse être utilisée tant pour la définition de

l'unité de longueur (exprimée par le nombre de longueurs d'onde) que pour celle de l'unité de temps (exprimée par le nombre de périodes d'oscillations).

En 1973, les premiers résultats ont montré que la solution est en bonne voie. Des mesures précises ont été faites à l'aide d'un laser à hélium-néon stabilisé par le méthane. La longueur d'onde obtenue était de 3,39 nm, avec une fréquence de $88 \cdot 10^{12}$ s^{-1}. La précision était telle qu'en multipliant ces deux chiffres entre eux, on a obtenu pour la vitesse de la lumière dans le vide la valeur de 299 792 458 m/s à 4 milliardièmes près.

Devant ces résultats brillants et face aux progrès encore plus considérables attendus dans l'avenir, la précision de la mesure de la masse laisse beaucoup à désirer quant à elle. Le kilogramme matériel, à notre grand regret, demeure vivace. Les balances se perfectionnent, certes, mais une précision de l'ordre d'un milliardième ne peut s'obtenir que dans des cas exceptionnels.

Outre le choix des unités, le système de mesure des grandeurs physiques comporte des indications détaillées concernant le procédé de mesure.

A la grande déception des métrologistes (ainsi s'appellent les spécialistes qui s'occupent de mesurer les différentes grandeurs), il faut se résigner à ce que dans de nombreux cas, les mesures directes ne sont pas possibles. On ne peut tout de même pas prendre une règle pour mesurer la distance de la Terre à la Lune ou mesurer à l'aide de sa montre le temps nécessaire à un électron pour parvenir de la centrale électrique au fil de l'ampoule qui éclaire votre chambre.

De la même façon, on ne peut pas mesurer la masse de l'atome, du proton ou de l'électron, en les posant sur le plateau de la balance et l'équilibrant d'un certain poids.

Cela ne nous empêche pas de pouvoir définir avec une précision tout à fait satisfaisante à quoi est égale la masse de l'atome ou de toute autre particule exprimée en grammes.

Expliquons en quelques mots comment se mesure cette masse de l'atome. Pour commencer, il faut disposer d'un cristal idéal suffisamment grand du corps simple voulu. Bien entendu, il s'agira d'une substance absolument pure, sans aucune impureté, et composée d'atomes de la même variété isotopique ; ce qui n'est déjà pas du tout facile à obtenir. Mais nous le tenons! A présent, il s'agit d'en mesurer avec une précision maximale la masse (exiger les meilleures balances) et le volume, d'où nous tirons la densité (voir le paragraphe suivant).

Nous passons alors à la deuxième série de mesures par le procédé de l'analyse structurelle aux rayons X (le procédé sera décrit dans le livre 4). Nous mesurons le volume de la cellule élémentaire du cristal, celle qui correspond à l'atome. Nous le multiplions par la densité de la substance et nous obtenons la valeur de la masse de l'atome en grammes.

La précision de ce genre de mesure ne dépasse pas 10^{-5}. Celle des mesures relatives (de combien de fois un atome est plus lourd que l'autre) est sensiblement supérieure.

Il existe des méthodes permettant de mesurer la masse de n'importe quelle « brique» de la matière. Nous parlerons notamment au volume 4 comment cela se fait pour les électrons et les éléments du noyau.

Quand nous avons appris à exprimer la masse des particules en grammes, nous pouvons dire, cela va de soi, combien il y a d'atomes dans chaque morceau de substance, ou encore combien de particules touchent telle surface dans l'unité de temps.

Le lecteur se souvient certainement de l'une des conclusions surprenantes de la Théorie de la relativité: la masse d'un corps dépend de la vitesse de son déplacement. La masse d'un corps expédié dans une randonnée cosmique se modifie. Mais le nombre des particules dont il est constitué demeure inchangé.

Mais je constate un attachement psychologique que je ne comprends pas tout à fait pour la formule de «quantité de matière». Avant l'apparition de la Théorie de la relativité, il y avait équivalence entre les termes de « masse » et de « quantité de matière ». Ensuite, la « quantité de matière » fut chassée de la scène scientifique pour une trentaine d'années. En 1971, elle fut solennellement rétablie. Par quantité de matière, on nous a proposé d'entendre la quantité de particules (d'atomes, d'électrons, de protons, de mésons, etc.). Plus encore, la XIV[e] Conférence générale des Poids et Mesures introduisait dans le système SI une nouvelle unité, l'unité de quantité de matière, mais sans lui proposer d'appellation propre. Or, cette unité s'appelle la mole. Elle existait depuis longtemps, mais était considérée comme une unité dérivée. La mole était le nom abrégé de la molécule-gramme. La molécule-gramme était la masse de matière égale à la masse relative de la molécule, définie chimiquement.

Et voici qu'on nous propose d'opérer le divorce entre la mole et la chimie en donnant à la première une définition arbitraire indépendante. La mole peut correspondre à 100, à 100 millions ou à 10^{40} de particules, cela n'a pas d'importance. Toutefois, afin d'observer la logique historique, les métrologistes ont proposé de prendre pour la mole le nombre d'atomes de carbone 12 contenus dans 0,012 kilogramme de cet élément.

Je ne cacherai pas que l'introduction de cette nouvelle unité me paraît une formalité parfaitement inutile.

DENSITÉ

Qu'envisage-t-on lorsqu'on dit : lourd comme le plomb ou léger comme le duvet ? Il est clair qu'un grain de plomb est léger, tandis qu'une montagne de duvet possède une masse considérable. Ceux qui utilisent des comparaisons de ce genre n'ont pas en vue la masse du corps mais la densité de la matière dont il se compose.

La densité d'un corps est la masse d'une unité de volume. On voit que la densité du plomb est toujours la même, qu'il s'agisse d'un grain de plomb ou d'un lingot.

Pour désigner la densité, on indique généralement le nombre de grammes (g) que pèse un centimètre cube (cm^3) du corps et l'on fait suivre le chiffre du symbole g/cm^3. Si l'on veut déterminer la densité, il faudra diviser le nombre de grammes par le nombre de centimètres cubes ; le trait de division est là pour nous le rappeler.

Parmi les matériaux les plus lourds, nous citerons des métaux comme l'osmium, dont la densité est de 22,5 g/cm^3, l'iridium (22,4), le platine (21,5), le tungstène et l'or (19,3). La densité du fer est de 7,88, celle du cuivre de 8,93.

Les métaux les plus légers sont le magnésium (1,74), le béryllium (1,83) et l'aluminium (2,70). Les matières organiques donnent des corps plus légers : la densité de certaines essences de bois et de matières plastiques peut descendre jusqu'à 0,4.

Il faut stipuler qu'il s'agit de corps pleins. Si un corps comporte des pores, il sera évidemment plus léger. Des corps poreux comme la liège et le verre mousse sont largement utilisés.

La densité de ce dernier peut être inférieure à 0,5, bien que la matière première ait une densité supérieure à l'unité. Comme tout corps de densité inférieure à l'unité, le verre mousse flotte à la surface de l'eau.

Pour les liquides, la palme de la légèreté revient à l'hydrogène liquide, que l'on n'obtient qu'à très basse température. Un centimètre cube d'hydrogène liquide a une masse de 0,07 g. Sur ce point, des liquides organiques tels que l'alcool, l'essence, le kérosène diffèrent peu de l'eau. Le mercure, par contre, est très lourd, et sa densité est de 13,6 g/cm^3.

Mais comment caractériser la densité des gaz ? Comme on sait, ceux-ci tendent à occuper tout le volume que l'on met à leur disposition. En faisant passer d'une bouteille à gaz la même masse de gaz dans des récipients de volumes différents, nous n'en remplirons pas moins ces derniers de façon uniforme. Comment peut-on alors parler de densité ?

En fait, on détermine la densité des gaz dans des conditions dites normales : à la température de 0 °C et à la pression d'une atmosphère. La densité de l'air dans des conditions normales est de 0,00129 g/cm^3 et celle du chlore de 0,00322 g/cm^3. L'hydrogène gazeux bat tous les records : sa densité est de 0,00009 g/cm^3. L'hélium vient au deuxième rang, mais il est déjà deux fois plus lourd. Le gaz carbonique, lui, est 1,5 fois plus lourd que l'air. La « Grotte du chien », près de Naples, en est une illustration célèbre. Le gaz carbonique se dégage sans arrêt au ras du sol et sort lentement à l'air libre. Un homme peut entrer sans être incommodé, mais pour un chien la visite finit mal, d'où le nom de la grotte.

La densité des gaz est très sensible aux conditions ambiantes de pression et de température. Donner la valeur de la densité d'un gaz sans se

référer à ces conditions n'a pas de sens. Certes, les densités des liquides et des solides dépendent aussi de la température et de la pression, mais à un degré bien moindre.

LOI DE CONSERVATION DE LA MASSE

Quand on dissout du sucre dans de l'eau, la masse de la solution correspond exactement à la somme des masses du sucre et de l'eau.

Cette expérience, comme de nombreuses expériences analogues, montre que la masse d'un corps est une propriété invariable. Quel que soit le degré de broyage ou de solution, la masse reste toujours la même.

Ce phénomène s'applique à toutes les transformations chimiques. Nous avons brûlé du charbon. Des pesées minutieuses montrent que la masse du charbon et de l'oxygène consommés est exactement égale à la masse des produits de combustion.

La loi de conservation de la masse fut vérifiée pour la dernière fois à la fin du XIXe siècle, alors que la technique des pesées de précision était déjà assez avancée. Il s'avéra que dans n'importe quelle transformation chimique la masse ne change pas même d'un cent-milliardième de sa valeur!

Les Anciens, d'ailleurs, pensaient déjà que la masse est invariable. Mais pour la première fois cette loi ne fut vérifiée expérimentalement qu'en 1756. C'est à Mikhaïl Lomonossov qu'il revint de démontrer sa portée scientifique en mettant en évidence que la masse se conservait lors du grillage d'un métal.

La masse est donc la première caractéristique constante d'un corps. La plupart des propriétés des corps se trouvent, pour ainsi dire, entre les mains de l'homme. Par la trempe on peut trans-



Mikhaïl Lomonossov (1711-1765), remarquable savant, père de la science russe. Dans le domaine de la physique Lomonossov lutta contre les idées de « fluides » électrique et thermique répandues au XVIIIe siècle et défendit la théorie moléculaire et cinétique de la matière. Lomonossov fut le premier à démontrer expérimentalement la loi de la constance de la masse dans les transformations chimiques. Il mena des vastes études dans les domaines de l'électricité atmosphérique et de la météorologie, construisit plusieurs appareils optiques remarquables et découvrit l'existence d'une atmosphère autour de Vénus. On doit à Lomonossov les fondements de la terminologie scientifique russe; il sut donner une traduction particulièrement heureuse des principaux termes de physique et de chimie du latin en russe.

former un fer doux et malléable en un fer dur et cassant. Une onde ultrasonore peut rendre transparente une solution trouble. Sous l'effet d'actions extérieures les propriétés mécaniques, électriques et thermiques peuvent changer. Mais si l'on n'ajoute ni ne retranche de matière à un corps, on n'en changera jamais la masse, quelque forme que revête notre intervention *.

ACTION ET RÉACTION

Nous ne remarquons souvent pas que toute action produite par une force entraîne une réaction. Si l'on dépose une valise sur un matelas à ressort, le matelas pliera. Et si chacun comprend que le poids de la valise agit sur le matelas, parfois on oublie qu'une force inverse produite par le matelas agit sur la valise. Puisque cette dernière ne tombe pas, cela signifie que le matelas exerce sur la valise une force égale à son poids et dirigée vers le haut.

Les forces dirigées en sens opposé à la pesanteur sont souvent appelées réactions d'appui. Le mot « réaction » signifie donc « action inverse ». L'action de la table sur le livre qui se trouve sur cette dernière et l'action du matelas sur la valise sont des réactions d'appuis.

Comme nous l'avons déjà dit, le poids d'un corps s'évalue au moyen d'une balance à ressort. La pression du corps sur le ressort qui le reçoit ou la force qui allonge le ressort auquel il est suspendu sont toutes deux égales au poids du corps. Il est évident que la compression ou l'extension du ressort indique également la valeur de la réaction d'appui.

Il en résulte qu'en mesurant à l'aide d'un ressort la valeur d'une force nous mesurons la

* Nous indiquerons plus tard quelques cas d'exception.

valeur de deux forces inverses. Une balance à ressort mesure donc à la fois la pression de la charge sur le plateau et la réaction d'appui, c'est-à-dire l'action du plateau sur la charge. Si nous fixons un ressort au mur et le tendons avec la main, nous pouvons mesurer la force avec laquelle la main tire sur le ressort, mais aussi la force avec laquelle le ressort tire sur la main.

Les forces possèdent ainsi une propriété remarquable : elles agissent toujours par deux, étant égales et dirigées en sens opposés. Ces deux forces sont généralement appelées action et réaction.

Pas de forces « simples », par conséquent, dans la nature : il n'existe en réalité que des interactions de corps ; l'action et la réaction sont toujours des forces égales et en tous points comparables à un objet et à son image réfléchie par un miroir.

Cependant, il ne faudrait pas confondre des forces qui s'équilibrent et les forces d'action et de réaction.

On dit que des forces s'équilibrent lorsqu'elles sont appliquées à un même corps. Ainsi, le poids du livre qui se trouve sur la table (action de la Terre sur le livre) est équilibré par la réaction de la table (action de la table sur le livre).

A l'inverse, des forces qui naissent lorsque deux interactions se font équilibre, les forces d'action et de réaction caractérisent une seule interaction, celle, par exemple, de la table et du livre. On a l'action « table-livre », et la réaction « livre-table ». Evidemment, ces forces sont appliquées à des corps différents.

Tâchons d'expliquer le rébus traditionnel: « le cheval traîne la voiture, mais la voiture traîne aussi le cheval, comment se fait-il qu'ils se déplacent ? » Tout d'abord, rappelons au lecteur que le cheval ne traînera pas la voiture si la route est très glissante. Pour expliquer le

mouvement il faut donc tenir compte de deux interactions: l'interaction « voiture-cheval » et l'interaction « cheval-route ». Le mouvement ne commencera que lorsque la force d'interaction du cheval et de la route (force avec laquelle le cheval prend appui sur la route) sera supérieure à la force d'interaction « cheval-voiture » (force avec laquelle la voiture sollicite le cheval). En ce qui concerne les forces mises en jeu par les formules « la voiture traîne le cheval » et « le cheval traîne la voiture », elles caractérisent la même interaction et, par suite, seront les mêmes au repos et à un instant quelconque du mouvement.

COMPOSITION DES VITESSES

Il m'a fallu attendre une demi-heure, puis encore une heure, j'ai perdu au total une heure et demie. Si l'on me donne un rouble et deux autres ensuite, je reçois en tout trois roubles. Si j'achète 200 g de raisin puis encore 400 g, j'ai 600 g de raisin. En parlant du temps, de la masse et de grandeurs analogues on dit qu'elles s'ajoutent algébriquement.

Mais toutes les grandeurs ne s'additionnent ni se retranchent aussi simplement. Si je dis que de Moscou à Kolomna il y a 100 km et de Kolomna à Kachira 40 km il n'en résulte pas que Kachira se trouve à 140 km de Moscou. Dans ce cas précis, les distances ne s'additionnent pas algébriquement.

Au fait, comment peut-on encore additionner des grandeurs? L'exemple précédent va nous aider à trouver sans peine la règle qui nous intéresse. Portons sur une feuille de papier les trois points qui correspondent à la disposition réciproque des localités en question (fig. 1.4). Nous obtenons un triangle dont nous connais-

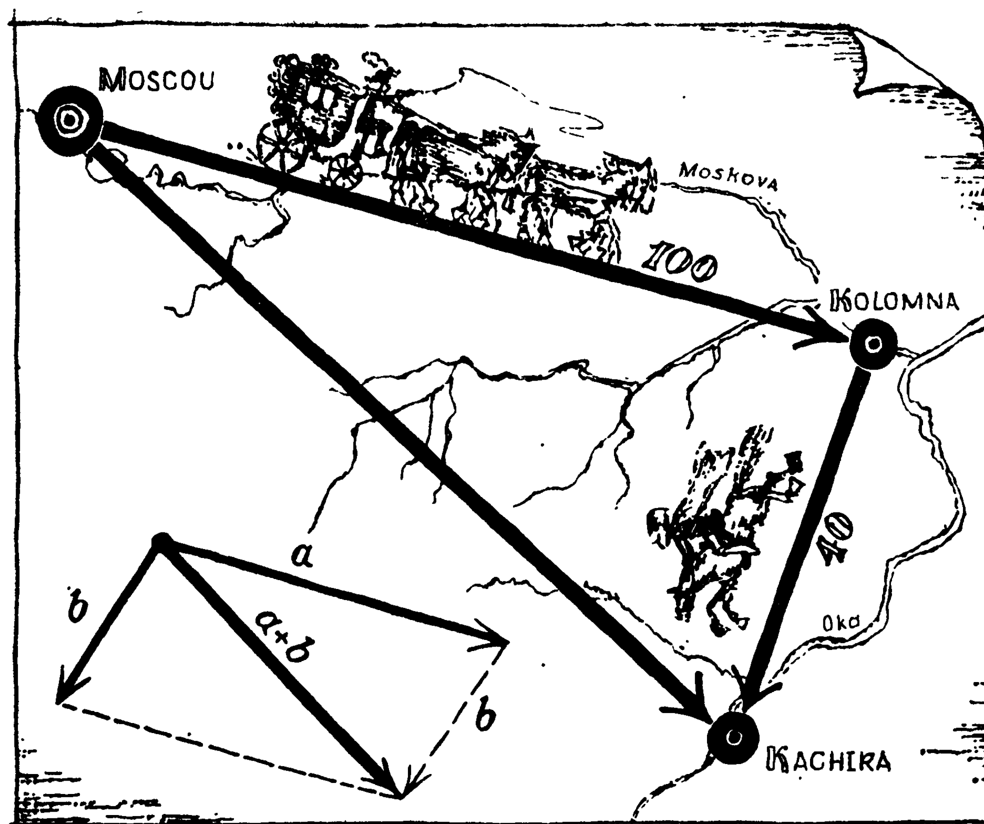


Fig. 1.4

sons deux côtés. Nous pouvons donc trouver le troisième, mais il faut pour cela connaître l'angle formé par les deux autres.

Notre mouvement de Moscou à Kolomna peut être représenté par une flèche. Sa direction indique le sens du déplacement. Une flèche de ce genre s'appelle un vecteur. Le chemin de Kolomna à Kachira est indiqué par un autre vecteur.

Et comment figurer le chemin de Moscou à Kachira? Bien entendu, par un autre vecteur convenable: nous l'obtiendrons en réunissant l'origine du premier segment à l'extrémité du second. Le chemin cherché est représenté par le segment qui ferme le triangle.

La composition effectuée selon le mode indiqué donne une somme géométrique et les grandeurs additionnées de cette façon sont appelées grandeurs vectorielles.

Afin de distinguer l'origine de l'extrémité, le

segment est muni d'une flèche. Ainsi équipé notre segment (vecteur) indique la longueur, le sens et la direction.

La même règle est utilisée pour la composition de plusieurs vecteurs. Passant successivement du premier point au deuxième, du deuxième au troisième, etc., nous décririons un trajet que l'on peut représenter par une ligne brisée. Mais on peut aussi bien parvenir au même résultat en partant directement du point de départ et le segment qui ferme le polygone équivaudra à la somme des vecteurs.

Inversement, un triangle vectoriel montre aussi comment on peut retrancher un vecteur d'un autre. Pour cela, on les fait partir d'un même point. Le vecteur joignant l'extrémité du deuxième vecteur à l'extrémité du premier représentera la différence.

En plus de la règle du triangle, on peut utiliser la règle du parallèlogramme en tout point équivalente (fig. 1.4, en bas à gauche). Il suffit de construire un parallélogramme sur les vecteurs à composer et d'abaisser une diagonale du point de leur intersection. On voit sur le dessin que la diagonale du parallélogramme est aussi la droite qui ferme le triangle. Les deux règles sont donc également valables.

Les vecteurs ne servent pas uniquement pour décrire les translations, et d'une manière générale les grandeurs vectorielles se rencontrent très souvent en physique.

Examinons, par exemple, la vitesse de mouvement. La vitesse étant définie comme la translation effectuée par un corps en l'unité de temps, si le déplacement est un vecteur, la vitesse en est un également, orienté dans le même sens. Dans le cas d'un mouvement curviligne, la direction du déplacement change constamment. Qu'en est-il alors du sens de la vitesse ? Si nous isolons

un petit segment de la courbe, nous constatons qu'il s'oriente selon la tangente. Au total, le déplacement et la vitesse du corps sont dirigés à chaque instant suivant la tangente à la trajectoire.

On a bien souvent recours à cette règle lorsqu'il s'agit d'additionner ou de retrancher des vitesses. On peut avoir besoin de composer des vitesses notamment quand un corps participe simultanément à deux mouvements. De tels cas sont fréquents. Un homme se déplace dans le couloir d'une voiture ferroviaire en marche ; une goutte d'eau dégoulinant sur la vitre du wagon, se déplace vers le bas sous l'action de son poids et est entraînée en même temps dans le mouvement du train. Le globe terrestre tourne autour du Soleil tout en se déplaçant avec lui par rapport aux autres étoiles. Dans tous ces cas et dans bien d'autres les vitesses seront additionnées selon la règle de la composition des vecteurs.

Si les deux mouvements suivent une même ligne, la composition des vecteurs se transforme en une addition ordinaire lorsque les deux mouvements sont de même sens et en soustraction quand ils sont opposés.

Mais que faire si les mouvements ont lieu sous un certain angle ? Nous aurons alors recours à la composition géométrique.

Supposez qu'en traversant une rivière rapide, vous placiez le gouvernail de l'embarcation de façon qu'elle soit perpendiculaire au courant: vous ne manquerez pas de dériver vers l'aval. Le bateau aura participé à deux mouvements: transversal et longitudinal. La vitesse résultante de l'embarcation est indiquée sur la figure 1.5.

Encore un exemple. Il vous est certainement arrivé d'observer la pluie alors que vous vous trouviez dans un train en marche. Même par

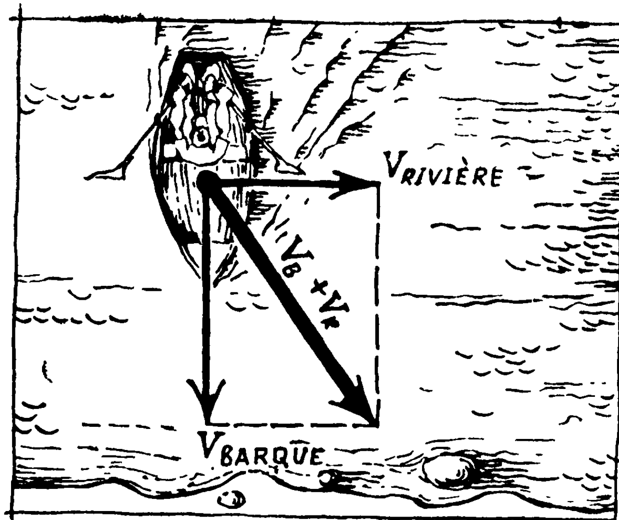


Fig. 1.5

temps calme, elle tombe obliquement, comme rabattue par un vent imaginaire qui soufflerait la rencontre de la locomotive (fig. 1.6).

On sait qu'en l'absence de vent les gouttes de pluie tombent verticalement. Or, pendant que la goutte tombe derrière la fenêtre, le train effectue un trajet appréciable, s'éloigne de la verticale du point de chute et la pluie nous paraît être oblique.

Si la vitesse du train est désignée par v_t et la vitesse de chute de la goutte par v_g, la vitesse de chute de la goutte par rapport à un voyageur assis dans le train sera obtenue en retranchant

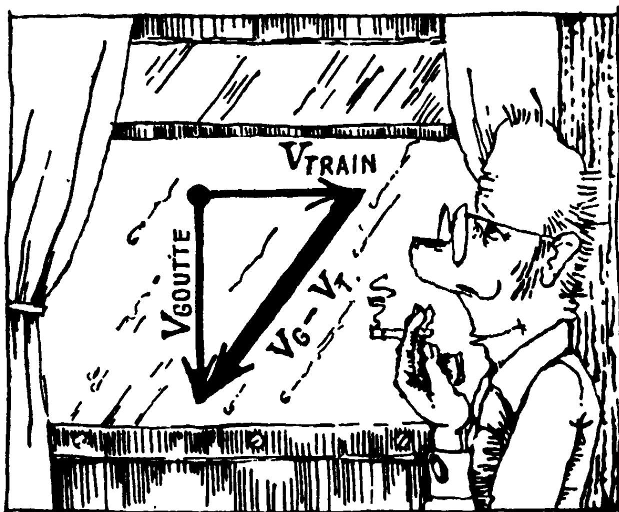


Fig. 1.6

v_t de v_g *. Le triangle des vitesses est indiqué sur la figure 1.6. La direction du vecteur oblique indique celle de la pluie ; on comprend maintenant pourquoi la pluie nous paraît oblique. La longueur de la flèche oblique nous donne à l'échelle choisie la valeur de cette vitesse. La pluie nous paraîtra d'autant plus inclinée que le train va vite et la goutte tombe lentement.

FORCE CONSIDÉRÉE COMME UN VECTEUR

La force, comme la vitesse, est une grandeur vectorielle. Puisqu'elle agit toujours selon une direction déterminée, les forces aussi doivent être additionnées suivant les règles que nous venons d'examiner.

Nous avons souvent l'occasion d'observer des phénomènes illustrant la composition des forces. La figure 1.7 représente un câble auquel on a suspendu un ballot. Un homme tire le ballot sur lui. Le câble se tend sous l'action de deux forces : le poids de la charge et l'effort de l'homme.

La règle de la composition des vecteurs permet de déterminer la direction du câble et de calculer la force avec laquelle il est tendu. Le ballot se trouvant en équilibre, cela veut dire que la somme des forces qui le sollicitent est nulle. On peut encore dire que la tension du câble doit être égale à la somme de la force figurée par le poids du ballot et de la force figurée par la traction qu'exerce le câble. Cette somme est fournie par la diagonale du parallélogramme des forces qui sera dirigée le long du câble (autrement elle ne pourrait pas être annihilée par l'effort de tension du câble). La longueur de cette flèche représentera la force de tension du câble. On pourrait remplacer par cette force unique

---

* A partir d'ici, nous désignerons en caractères gras les vecteurs, soit les caractéristiques pour lesquelles importent et la valeur et le sens.

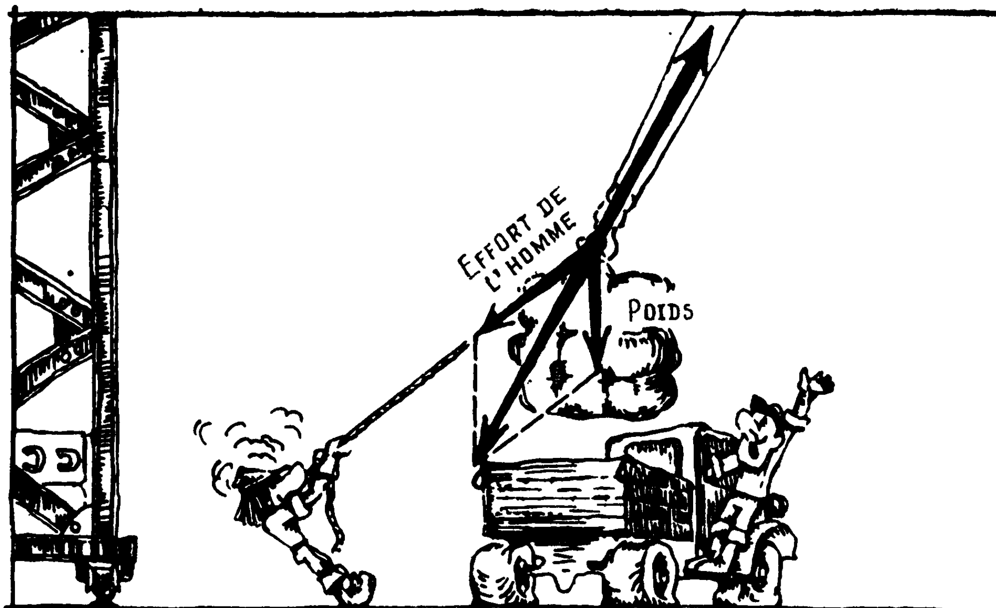


Fig. 1.7

les deux forces qui agissent sur le ballot. C'est la raison pour laquelle la somme vectorielle de plusieurs forces est souvent appelée résultante.

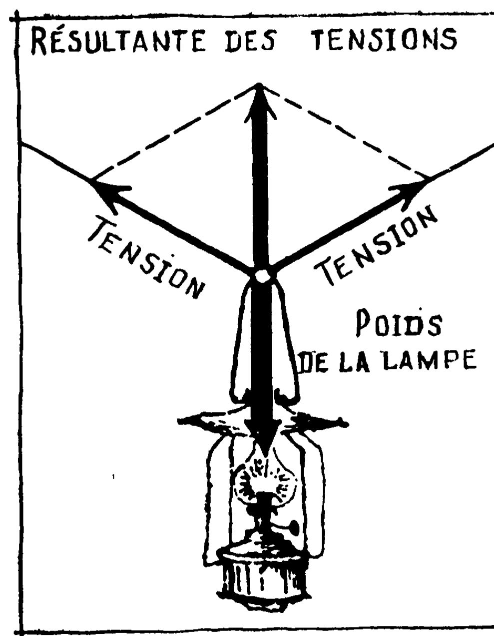
D'autres fois, on a le problème inverse. Une lampe est suspendue à deux câbles. Pour calculer la tension de ceux-ci, il va falloir décomposer le poids de la lampe suivant deux directions.

Depuis l'extrémité du vecteur résultant (fig. 1.8), traçons des lignes parallèles aux câbles jusqu'à leur intersection avec ces derniers. Nous avons construit le parallélogramme des forces qui donne (à l'échelle à laquelle est représenté le poids) la valeur de tension de chaque câble.

Une telle construction s'appelle décomposition d'une force. On sait que tout nombre peut être présenté, avec une quantité infinie de variantes, sous la forme d'une somme de deux ou de plusieurs nombres. Il en va de même pour le vecteur d'une force : n'importe quelle force peut être décomposée en deux forces, les côtés du parallélogramme, dont l'une peut être choisie arbitrairement. On conçoit de même que tout vecteur pourra fermer un polygone quelconque.

Il est souvent commode de décomposer nne

Fig. 1.8



force en deux forces perpendiculaires entre elles, dont l'une est axée sur la direction qui nous intéresse et l'autre est perpendiculaire à cette direction. On les appelle composantes longitudinale et normale (perpendiculaire).

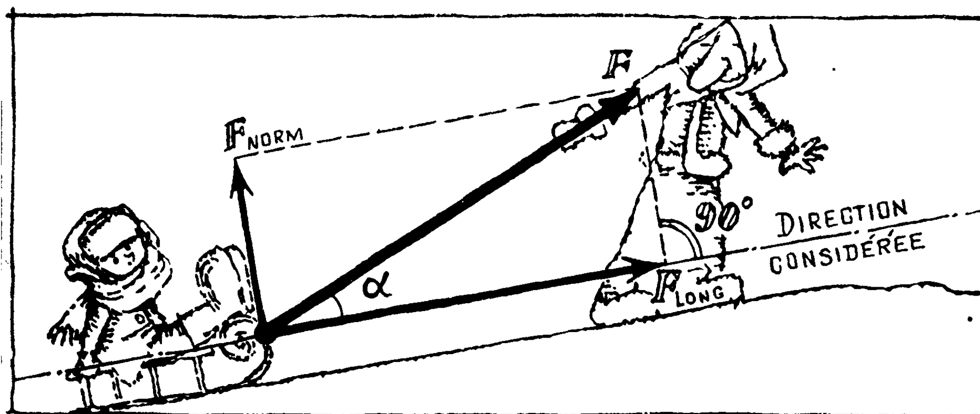
Une composante axée sur une direction donnée et construite par décomposition en les côtés d'un rectangle, est encore appelée projection de la force sur cette direction.

On voit sur la figure 1.9 que

$$F^2 = F^2_{\text{long}} + F^2_{\text{norm}}.$$

F_{long} et F_{norm} sont respectivement la projection de la force sur la direction choisie et la normale à cette direction.

Fig. 1.9



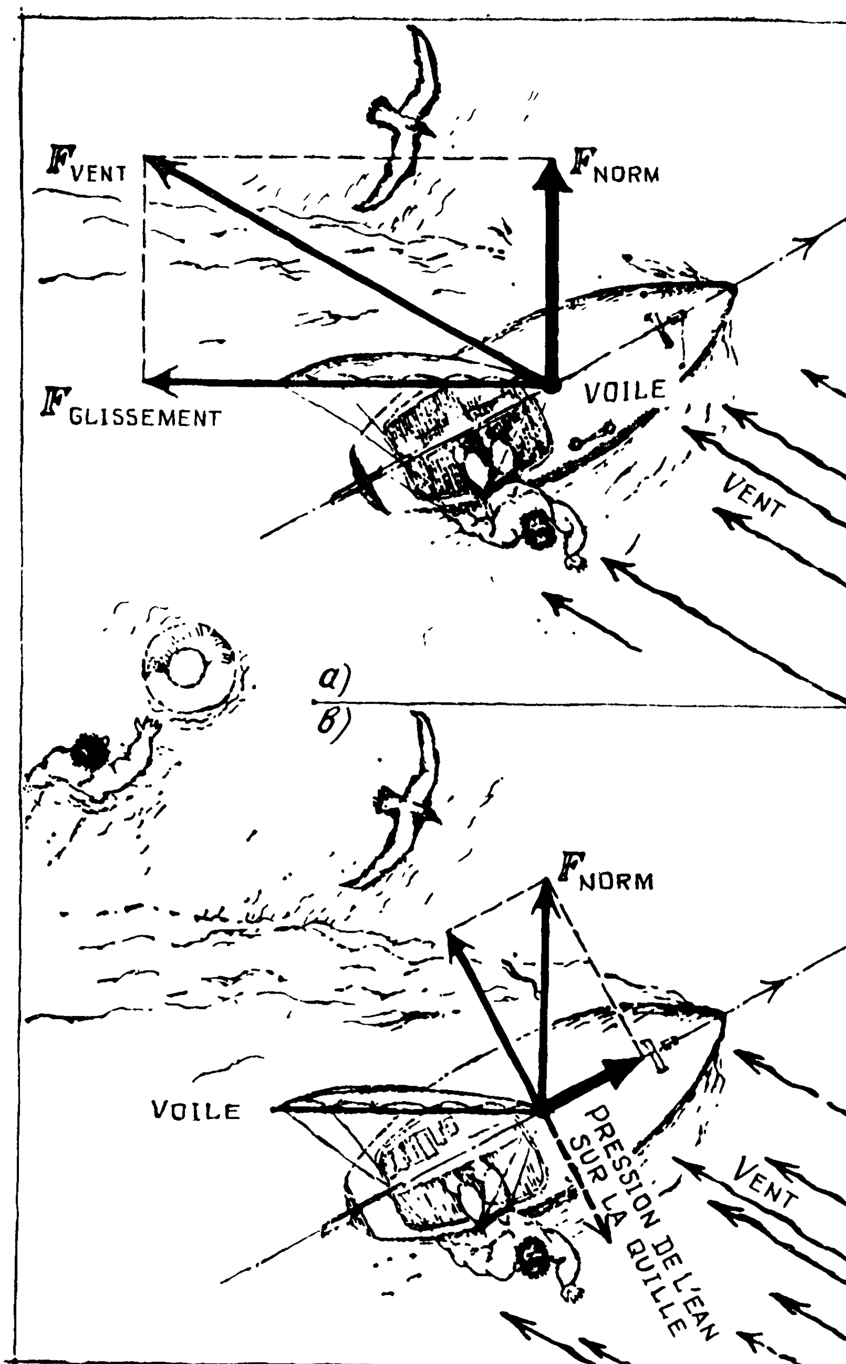


Fig. 1.10

Ceux qui connaissent la trigonométrie trouveront sans difficulté que

$$F_{\text{long}} = F \cdot \cos \alpha,$$

où α est l'angle formé par le vecteur de la force et l'axe sur lequel elle est projetée.

Un exemple intéressant de décomposition des forces est fourni par le mouvement d'un bateau

à voile. Comment parvient-il à se déplacer vent debout ? S'il vous est arrivé d'observer un voilier, vous avez pu remarquer qu'il se déplace parfois en zigzag. Les marins appellent cela louvoyer.

Il est certain qu'il est impossible d'avancer droit contre le vent. Mais pourquoi est-il possible d'avancer sous un certain angle?

La technique du louvoiement contre le vent se base sur deux principes. Notons d'abord que le vent pousse toujours la voile sous un angle droit par rapport au plan de celle-ci. Regardez la figure 1.10, *a*. La force du vent est décomposée en deux composantes dont l'une F_{long} oblige l'air à se déplacer le long de la voile et l'autre F_{norm} normale, exerce une pression sur la voile.

Mais pourquoi le bateau avance non pas dans la direction dans laquelle la force du vent le pousse mais dans celle, approximativement, où est dirigée sa proue. Ceci résulte de ce que la résistance de l'eau, très importante, s'oppose à ce que le voilier avance perpendiculairement à la ligne de quille. Donc, pour qu'il navigue proue en avant, il faut que la force représentant la pression sur la voile ait une composante dirigée vers l'avant et axée sur la ligne de quille.

Maintenant la figure 1.10, *b*, réprésentant un bateau naviguant vent debout devient compréhensible.

Pour trouver la force qui fait avancer le bateau, il nous faudra décomposer la force du vent à deux reprises, d'abord le long de la voile et perpendiculairement à cette dernière (seule la composante normale nous intéresse), puis, pour cette composante normale, le long et en travers de la ligne de quille. On voit que c'est la composante longitudinale qui fait avancer le voilier sous un certain angle par rapport au vent, alors que la composante transversale équilibre la pression de l'eau sur la quille. Le plus souvent, on dresse

la voile de façon que son plan divise en deux parties égales l'angle formé par le cap du bateau et la direction du vent.

PLAN INCLINÉ

Il est moins aisé de gravir une pente raide qu'une pente douce. Il est plus facile de hisser un corps en suivant un plan incliné que de le soulever à la même hauteur à la verticale. Pourquoi en est-il ainsi et dans quelle proportion? La loi de la composition des forces nous permet d'y répondre.

Sur la figure 1.11 nous avons représenté un chariot retenu sur un plan incliné par une corde tendue. Outre la traction le chariot est sollicité par deux autres forces: le poids et la réaction d'appui qui s'exerce toujours normalement à la surface (que ce soit une surface horizontale ou inclinée).

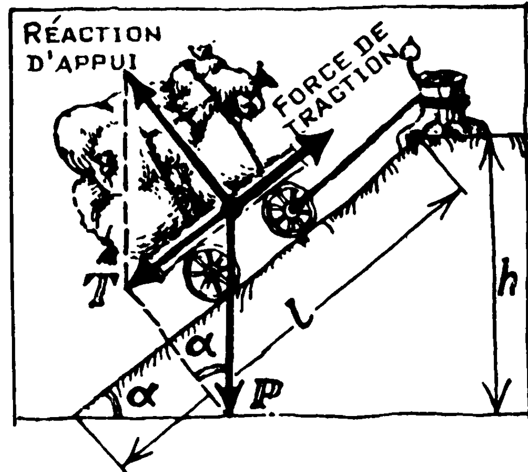
Comme nous l'avons déjà dit, quand un corps exerce une pression sur un appui, ce dernier s'oppose à la pression ou, selon la terminologie adoptée, crée une force de réaction.

Ce que nous voulons savoir c'est dans quelle mesure il est plus facile de hisser le chariot en suivant un plan incliné qu'en le levant à la verticale.

Décomposons le poids en deux composantes de façon que l'une soit dirigée le long de la surface sur laquelle se déplace le corps et l'autre perpendiculairement. Pour que le corps se trouve au repos sur un plan incliné, la force de tension de la corde doit équilibrer la seule composante longitudinale. En ce qui concerne la seconde composante, elle est équilibrée par la réaction d'appui.

On trouvera la tension T de la corde par

Fig. 1.11



construction géométrique ou à l'aide de la trigonométrie. Dans le premier cas, il suffit de tracer une perpendiculaire au plan depuis l'extrémité du vecteur P représentant le poids.

Le dessin fait apparaître deux triangles semblables, et le rapport de la longueur l du plan incliné à la hauteur h est égal au rapport des côtés correspondants du triangle des forces. On a donc $T/P = h/l$.

Plus la pente du plan incliné est douce (plus le rapport h/l est petit), plus il est facile de hisser le corps.

Et maintenant pour ceux qui connaissent la trigonométrie : vu que l'angle formé par la composante transversale du poids et le vecteur poids est égal à l'angle α du plan incliné (ce sont des angles aux côtés respectivement perpendiculaires), on a $T/P = \sin \alpha$ et $T = P \cdot \sin \alpha$.

On voit donc qu'il est de $\sin \alpha$ fois plus facile de hisser notre chariot le long d'un plan incliné que de le monter verticalement.

Il sera utile de se rappeler les valeurs des fonctions trigonométriques pour les angles de 30, 45 et 60°. Connaissant les sinus ($\sin 30° = 1/2$; $\sin 45° = \sqrt{2}/2$; $\sin 60° = \sqrt{3}/2$), nous aurons une notion juste de la force que l'on gagne en se servant d'un plan incliné.

Les formules montrent que pour un angle du plan incliné de 30° nos efforts seront égaux à la moitié du poids : $T = P/2$. Pour des angles de 45° et de 60°, il faudra tirer la corde avec des forces égales respectivement à 0,7 et 0,9 du poids du chariot. On voit qu'une inclinaison aussi prononcée ne donne pas beaucoup d'effet.

CHAPITRE 2

LOIS DU MOUVEMENT

DIVERS POSTES D'OBSERVATION

Une valise déposée sur la banquette d'un wagon se meut en même temps que le train. Une maison parfaitement immobile sur la Terre se déplace pourtant avec cette dernière. Et oui, on peut dire d'un même corps qu'il se déplace de façon rectiligne, qu'il est en repos, qu'il tourne, et toutes ces affirmations seront justes quoique pour des observateurs différentes.

Le tableau du mouvement et jusqu'à ses propriétés peuvent changer si l'observateur change de poste.

Rappelez-vous ce qui se passe sur un navire soumis à un fort roulis. Tous les objets sont pris de folie. Le cendrier tombe de la table et roule sous le lit. L'eau danse dans la carafe, et la lampe oscille comme un pendule. Sans raison apparente certains objets se mettent en mouvement, tandis que d'autres s'arrêtent. Un observateur voyageant à bord de ce bateau pourrait dire que la loi fondamentale du mouvement consiste en ce qu'à tout instant un objet non fixé peut commencer à se déplacer dans une direction quelconque avec une vitesse quelconque.

Cet exemple montre que parmi les postes d'observation, il en est de manifestement mauvais.

Quel sera donc le poste convenant le mieux?

Si votre lampe de table s'était soudainement inclinée, ou si votre presse-papier faisait un saut de carpe, votre premier mouvement serait de penser à une hallucination. Mais si ce prodige se

répétait, vous n'auriez de cesse de découvrir la cause de ce phénomène.

On considérera donc tout naturellement que le poste d'observation rationnelle est celui pour lequel les corps au repos ne se déplacent pas sans l'intervention d'une force. Quoi de plus normal: si un corps est en repos, la somme des forces qui le sollicitent est nulle. S'il s'est déplacé, c'est qu'une force est intervenue.

Un poste d'observation suppose évidemment la présence d'un observateur. Mais plus que l'observateur, c'est l'endroit où il se trouve qui nous intéresse. Au lieu de dire « un poste d'observation du mouvement » nous préférerons pour cette raison parler d'un « système de référence par rapport auquel le mouvement est examiné » ou d'un « système de référence » tout court.

Pour nous autres Terriens la Terre est un important système de référence. On n'en aura pas moins souvent recours à des objets qui se déplacent sur la Terre comme, par exemple, un navire ou un train.

Revenons maintenant au poste d'observation rationnelle. Ce système de référence est appelé inertiel.

Nous verrons par la suite d'où vient ce terme.

La caractéristique d'un système de référence inertiel est que nulle force ne sollicite les corps qui se trouvent en repos par rapport à ce système. Cela veut dire que dans un tel système, aucun mouvement ne commence sans l'action d'une force. La simplicité et la commodité d'un tel système de référence sont manifestes. Il est clair qu'il vaut la peine de l'adopter comme point de départ.

Le fait que le système de référence lié à la Terre ne diffère pas beaucoup d'un système inertiel est d'une grande importance. Pour cette raison, nous pouvons aborder l'étude des principales lois

du mouvement en les examinant du point de vue d'un observateur terrestre. On aura soin, toutefois, de se rappeler que rigoureusement parlant tout ce qui sera dit dans le paragraphe suivant se rapporte à un système de référence inertiel.

PRINCIPE DE L'INERTIE

Il est hors de doute que le système de référence inertiel est commode et présente des avantages certains.

Mais est-il bien le seul de son espèce? Les Grecs anciens, par exemple, étaient de cet avis. On relève chez eux plusieurs idées naïves sur l'origine du mouvement, dont les principales trouvent leur achèvement dans les écrits d'Aristote. D'après ce philosophe, l'état naturel des corps est le repos, évidemment par rapport à la Terre. Tout déplacement d'un corps par rapport à celle-ci doit avoir une cause, en l'occurrence une force. En l'absence d'une telle cause, le corps doit s'arrêter en recouvrant son état naturel, lequel n'est autre que le repos par rapport à la Terre. La Terre, de ce point de vue, est le seul système inertiel.

Nous devons à Galilée (1564-1642) la découverte de la vérité et la réfutation de cette opinion erronée, caractéristique d'une pensée naïve.

Revenant à l'explication du mouvement donnée par Aristote, cherchons à l'aide de phénomènes familiers le pour et le contre de son idée concernant le repos naturel des corps à la surface de la Terre.

Imaginons que nous nous trouvons à bord d'un avion qui a décollé à l'aube. Le Soleil n'a pas encore réchauffé l'atmosphère, il n'y a pas encore de ces trous d'air qui font passer aux voyageurs tant de minutes désagréables. L'avion se déplace



Galileo Galilée (1564-1642), clélèbre physicien et astronome italien. Il fut le premier à appliquer la méthode expérimentale à la recherche. Galilée introduisit la notion d'inertie, établit la relativité du mouvement, étudia les lois de la chute des corps, du mouvement des corps sur un plan incliné, de la trajectoire d'un objet lancé sous un certain angle par rapport à l'horizon et appliqua le pendule à la mesure du temps. Pour la première fois dans l'histoire de l'humanité Galilée dirigea une lunette vers le ciel; il découvrit un grand nombre d'étoiles, démontra que la Voie lactée est une immense agglomération d'étoiles, découvrit les satellites de Jupiter, les taches du Soleil, sa rotation et étudia la structure de la surface lunaire. Galilée soutenait activement le système héliocentrique de Copernic mis à l'index par l'Eglise catholique. Les persécutions de l'Inquisition rendirent difficiles les dernières dix années de la vie du grand savant.

sans heurts, d'une manière insensible. Si l'on ne regardait pas par le hublot, on ne remarquerait même pas qu'on vole. Un livre traîne sur un siège libre, sur la tablette il y a une pomme. Tous les objets dans l'avion sont immobiles. En serait-il ainsi dans le système d'Aristote? Bien sûr que non. Puisque selon lui sur la Terre l'état naturel d'un corps est le repos, il n'y a aucune raison pour que tous les objets n'aillent s'accumuler en désordre dans l'arrière de l'appareil pour échapper à son mouvement, retrouver l'état de « vrai » repos. Qu'est-ce qui oblige cette pomme posée sur la tablette (contact insignifiant) à se déplacer à une vitesse de plusieurs centaines de kilomètres à l'heure?

Revenons donc à la cause du mouvement, à la recherche d'une solution juste de ce problème. Cherchons d'abord à savoir pourquoi les corps en mouvement s'arrêtent. Par exemple, pourquoi un ballon qui roule sur terre s'immobilise tôt ou tard. Pour avoir une réponse exacte, il suffira de se représenter dans quel cas le ballon s'arrête vite et dans quel cas il s'arrête lentement. Point n'est besoin pour cela d'expériences spéciales. Chacun sait pour l'avoir pratiqué qu'un ballon roule d'autant plus loin que la surface sur laquelle il se déplace est lisse. Cette expérience et de nombreuses autres donnent naissance à la notion très naturelle de force de frottement qui s'oppose au mouvement et qui est la cause du freinage d'un objet roulant ou glissant sur le sol. Il y a plusieurs moyens de réduire le frottement. Une route lisse, un bon graissage, des paliers perfectionnés permettent à un corps en mouvement de franchir sans l'intervention d'une force extérieure un chemin exactement proportionnel au soin que nous aurons mis à écarter toute sorte de résistance au mouvement.

Une question se pose: qu'arriverait-il si la

résistance au mouvement n'existait pas, si les forces de frottement étaient absentes ? On conçoit qu'alors le mouvement continuerait sans fin, avec une vitesse constante et le long de la même droite.

Nous venons de formuler le principe de l'inertie à peu près dans les mêmes termes qu'il l'avait été pour la première fois par Galilée. L'inertie est la définition abrégée de cette capacité qu'un corps a de se déplacer d'un mouvement rectiligne et uniforme sans cause apparente ... en dépit de tout ce que dit Aristote. Elle est une propriété inaliénable de chaque particule dans l'Univers.

Comment ferons-nous pour vérifier la justesse de ce principe remarquable ? S'il est vrai qu'il est pratiquement impossible de créer des conditions telles qu'aucune force ne vienne solliciter un corps en mouvement, rien ne nous empêche de suivre la voie inverse. Chaque fois qu'un mobile changera de vitesse ou de direction, on pourra toujours en découvrir la cause, c'est-à-dire la force responsable du changement.

Le mouvement d'un objet tombant vers le sol s'accélère ; la cause en est l'attraction terrestre. Une pierre fixée à une corde tourne en décrivant une circonférence. C'est la tension de la corde qui oblige la pierre à quitter la trajectoire rectiligne. Si la corde casse, la pierre partira dans la direction dans laquelle elle se dirigeait à l'instant de la rupture. Une automobile dont le moteur s'est arrêté ralentit. La cause se trouve dans la résistance de l'air, dans le frottement des pneus contre la route et dans l'imperfection des roulements.

Le principe de l'inertie apparaît ainsi comme le fondement de toutes les théories du mouvement des corps.

Le principe de l'inertie nous amène à conclure à la pluralité des systèmes inertiels.

Le système de référence dont nous venons de parler n'est pas le seul à exclure les mouvements sans cause. De tels systèmes sont nombreux.

Une fois un tel système défini, immédiatement s'en présente un autre animé d'un mouvement de progression uniforme et rectiligne (sans rotation) par rapport au premier. Et, d'ailleurs, aucun système inertiel n'est préférable aux autres ni n'en diffère fondamentalement. Dans tous ces systèmes, les lois du mouvement des corps restent les mêmes: ceux-ci ne se mettent en mouvement que sous l'action d'une force, ils sont freinés de même par une force et en l'absence de toute intervention extérieure, ils demeurent en repos ou se déplacent de façon uniforme selon une trajectoire rectiligne.

L'impossibilité de mettre expérimentalement en relief un système inertiel par rapport aux autres forme l'essence du principe de la relativité de Galilée, une des lois les plus importantes de la physique.

Bien que les points de vue des observateurs étudiant des phénomènes à l'intérieur de deux systèmes inertiels différents soient également fondés, leurs conclusions sur un même fait varieront fatalement. Par exemple, un des observateurs posté dans un train en mouvement dira que son siège se trouve tout le temps en un même point de l'espace, tandis qu'un autre, demeuré sur le quai, affirmera que ce siège se déplace. Un observateur ayant tiré un coup de fusil dira que la balle est sortie à la vitesse de 500 m par seconde, tandis qu'un autre, s'il se trouve dans un système qui se déplace dans le sens de la balle avec une vitesse de 200 mètres par seconde, dira que celle-là

vole beaucoup plus lentement, à la vitesse de 300 mètres par seconde seulement.

Qui a raison? Tous les deux, car le principe de la relativité du mouvement ne permet pas de préférer un système inertiel à un autre.

Il s'ensuit qu'en parlant d'un lieu dans l'espace ou d'une vitesse de mouvement on ne peut pas énoncer l'opinion entièrement juste ou, comme on dit, absolue. Ces deux notions sont relatives. Si l'on en parle, il faut préciser le système de référence envisagé.

L'absence d'un poste d'observation du mouvement qui soit le seul juste nous conduit donc à admettre la relativité de l'espace. On ne pourrait dire que l'espace est absolu que si l'on découvrait un corps réellement en repos, un corps qui se trouve en repos pour tous les observateurs. Ceci, toutefois, est impossible.

La relativité de l'espace signifie qu'on ne peut pas se le représenter comme quelque chose dans quoi les objets seraient incorporés.

La science, d'ailleurs, fut longue à admettre ce principe. Newton lui-même pensait que l'espace est absolu bien qu'il comprît qu'on ne pouvait pas le prouver. La majorité des physiciens restèrent dans l'erreur jusqu'à la fin du XXe siècle. Les causes en étaient probablement d'ordre psychologique, tant nous avons accoutumé de voir immobiles autour de nous les mêmes points de l'espace.

Il nous reste à voir maintenant de quelles affirmations absolues nous pouvons nous servir en parlant du caractère du mouvement.

Si des corps se déplacent par rapport à un même système de référence avec les vitesses v_1 et v_2, leur différence (vectorielle, évidemment) $v_1 - v_2$ sera la même pour tout observateur inertiel, car v_1 et v_2 changent d'une même valeur lorsque change le système de référence.

La différence vectorielle des vitesses de deux corps est donc absolue. S'il en est ainsi, le vecteur d'accélération d'un même corps durant un intervalle de temps déterminé est également absolu, c'est-à-dire que sa valeur est la même pour tous les observateurs inertiels.

POINT DE VUE D'UN OBSERVATEUR STELLAIRE

Puisque nous avons décidé d'étudier le mouvement du point de vue des systèmes inertiels, n'allons-nous pas être obligés de refuser les services d'un observateur terrestre ? Comme l'a montré Copernic, la Terre tourne sur son axe et autour du Soleil. De nos jours, il est peut-être difficile de saisir le caractère révolutionnaire de cette découverte et d'imaginer qu'en défendant des idées semblables, Giordano Bruno alla au bûcher, tandis que Galilée connaissait l'exil et l'humiliation.

Pourquoi plaçons-nous si haut la découverte de Copernic ? Pourquoi la découverte du mouvement de la Terre vient-elle pour nous sur le même plan que les grandes idées de justice humaine pour lesquelles les hommes avancés de tous les temps allaient jusqu'au sacrifice de leur vie ?

Dans son *Dialogue sur les deux systèmes principaux du monde, ceux de Ptolémée et de Copernic*, ouvrage qui attira sur Galilée les foudres de l'Eglise, le savant n'hésite pas à donner à son interlocuteur imaginaire, ennemi du système de Copernic, le nom de « Simplicio », ce qui signifie « simple ».

En effet, du point de vue de l'appréhension simple et directe du monde, de ce qu'on appelle, à tort ou à raison, le « bon sens », le système de Copernic paraît bizarre. Comment est-il possible que la Terre tourne ? Je la vois, parfaitement im-

mobile, moi, et ce sont le Soleil et les étoiles qui tournent réellement.

L'attitude des théologiens vis-à-vis de la découverte de Copernic est bien rendue dans la résolution d'une de leurs conférences, tenue en 1616 :

« La théorie selon laquelle le Soleil se trouve au centre du monde et demeure immobile est fausse et absurde, formellement hérétique et opposée aux Saintes Ecritures. Quant à dire que la Terre ne se trouve pas au centre du monde et se déplace animée en outre d'une révolution journalière, cette doctrine est aussi fausse qu'absurde au point de vue philosophique et pour le moins erronée du point de vue théologique. »

Cette résolution, qui réunit l'incompréhension totale des lois de la nature, la foi dans l'infaillibilité des dogmes religieux et le faux «bon sens », démontre on ne peut mieux la puissance spirituelle, la grande intelligence de Copernic et de ses adeptes, qui rompirent aussi résolument avec les « vérités » du XVIIe siècle.

Mais revenons à la question qui nous intéresse.

Si la vitesse du mouvement de l'observateur varie ou si l'observateur tourne, il nous faudra l'exclure du nombre des observateurs « impartiaux ». Or, un observateur terrestre est justement dans ce cas. Toutefois, si la variation de vitesse ou la rotation de l'observateur durant le temps où il étudie le mouvement est petite, on peut le considérer conventionnellement comme impartial. Ceci est-il vrai pour l'observateur qui se trouve sur le globe terrestre?

En une seconde la Terre tourne d'une 1/240-ième fraction de degré, soit d'environ 0,00007 radian. Voilà, certes, bien peu de chose, et vis-à-vis de nombreux phénomènes, la Terre peut donc être considérée comme un système inertiel.

Mais lorsqu'il s'agit des phénomènes prolon-

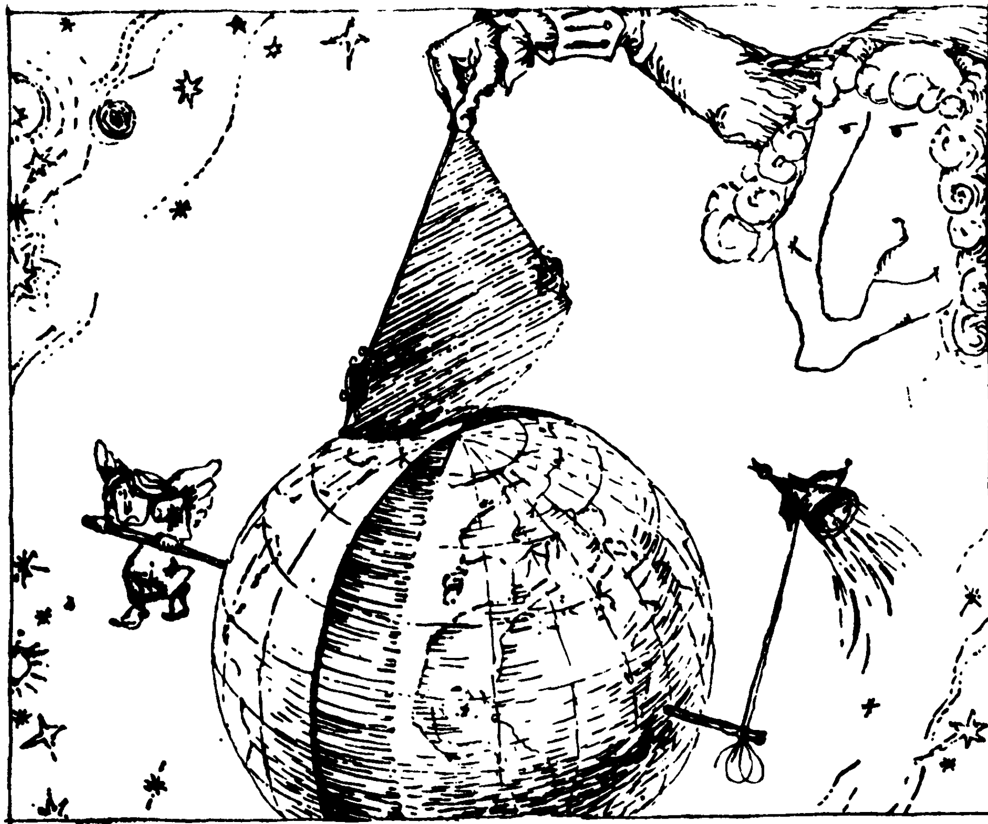


Fig. 2.1

gés, tout change et l'on ne saurait alors négliger la rotation de la Terre.

A Léningrad, un énorme pendule resta suspendu un certain temps sous la coupole de la cathédrale Saint-Isaak. Lorsqu'on le mettait en marche, on pouvait observer au bout d'un moment que le plan d'oscillation tournait lentement pour atteindre après quelques heures un angle notable. Le Français Foucault avait été le premier à faire cette expérience, qui porte d'ailleurs son nom et met en évidence la rotation de la Terre (fig. 2.1).

Ainsi, lorsque le mouvement étudié dure assez longtemps, nous sommes obligés de cesser de nous référer à un observateur terrestre et devons prendre pour base un système de référence se rapportant au Soleil et aux étoiles. Copernic, selon lequel le Soleil et les étoiles sont fixes, ne faisait pas autre chose.

En réalité, le système de Copernic non plus n'est pas absolument inertiel.

L'Univers comprend une multitude d'amas stellaires, véritables archipels communément appelés galaxies. La Galaxie dont notre système solaire fait partie compte environ 100 milliards d'étoiles. Le Soleil évolue autour de son centre avec une période d'environ 180 millions d'années et une vitesse de 250 kilomètres par seconde.

Quelle est donc l'erreur commise lorsqu'on considère que l'observateur solaire est inertiel?

Pour comparer les avantages respectifs d'un observateur terrestre et d'un observateur solaire, nous allons calculer l'angle dont le système de référence solaire tournera en une seconde. Si une révolution complète est accomplie en $180 \cdot 10^6$ années ($6 \cdot 10^{15}$ s), le système de référence solaire tournera en une seconde de $6 \cdot 10^{-14}$ degré, soit d'un angle de 10^{-15} radian. On peut dire que l'observateur solaire « surclasse » de 100 milliards de fois son collègue terrestre.

Désireux d'approcher au maximum un système inertiel idéal, les astronomes optent pour un système de référence mettant en jeu plusieurs galaxies. Ce système-là offre assurément les plus grandes garanties d'inertie, et il est douteux qu'on en puisse imaginer de meilleur.

Sous cet aspect les astronomes méritent doublement le titre d'observateurs stellaires: d'une part, ils observent les étoiles et, de l'autre, ils décrivent les mouvements des astres à partir d'un poste d'observation « stellaire ».

ACCÉLÉRATION ET FORCE

Quand il faut caractériser l'inconstance d'une vitesse, les physiciens se servent de la notion d'accélération.

On appelle accélération l'accroissement qu'une

vitesse subit en l'unité de temps. Au lieu de dire: « la vitesse du mobile a changé en une seconde de la valeur a », nous disons plus brièvement: « l'accélération du mobile est de a ».

Si nous désignons par v_1 la vitesse initiale d'un mouvement rectiligne et par v_2 sa vitesse à l'instant suivant, la règle qui permet de calculer l'accélération a sera exprimée par la formule

$$a = \frac{v_2 - v_1}{t},$$

où t est le temps durant lequel la vitesse croît.

La vitesse est mesurée en cm/s (ou m/s, etc.), et le temps en secondes. L'accélération l'est donc en cm/s par seconde. Le nombre de centimètres par seconde étant divisé par le nombre de secondes, l'unité d'accélération est le cm/s^2 (ou le m/s^2, etc.).

On conçoit que l'accélération peut varier pendant le mouvement, mais nous ne voulons pas alourdir ici notre exposé par un fait d'importance secondaire. Admettons tacitement que pendant le mouvement la vitesse augmente de façon uniforme. Un mouvement de ce genre est dit mouvement uniformément accéléré.

Maintenant, voyons ce qu'est l'accélération d'un mouvement curviligne.

La vitesse est un vecteur. La variation (la différence) de vitesse en est également un. Donc, l'accélération est aussi un vecteur. Pour trouver ce dernier il faut donc diviser la différence vectorielle des vitesses par le temps. Nous avons déjà indiqué comment on procède pour construire le vecteur de variation de la vitesse.

La route fait un tournant. Notons deux positions proches d'une voiture et représentons-en les vitesses par des vecteurs (fig. 2.2). En retranchant les vecteurs, nous trouvons une valeur différente de zéro ; divisons-la par l'intervalle de temps et

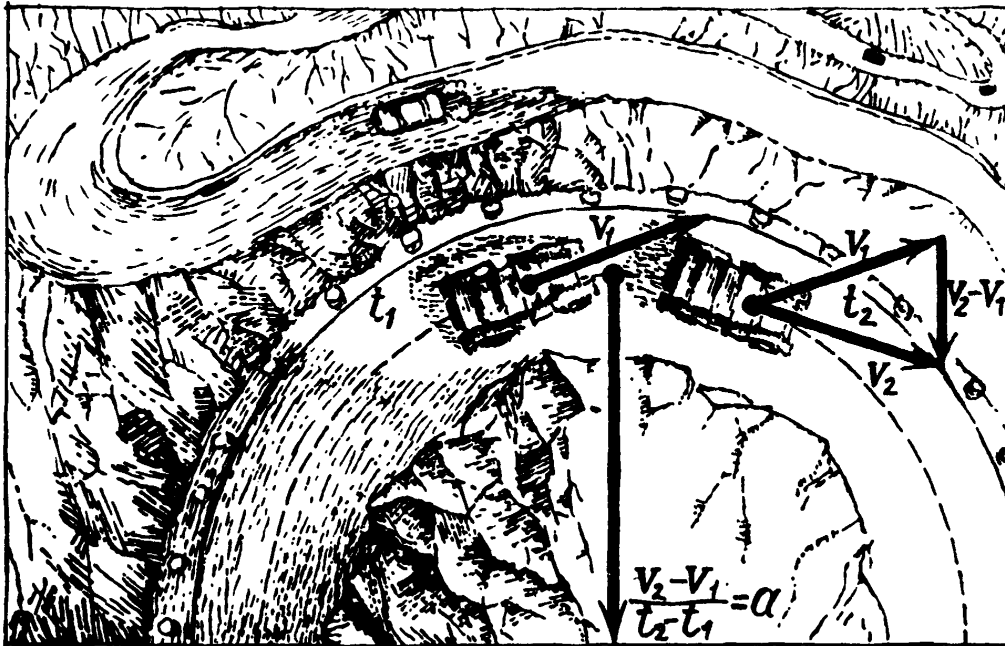


Fig. 2.2

nous aurons la valeur de l'accélération. Remarquons qu'une accélération était enregistrée même lorsque la valeur de la vitesse dans le virage restait inchangée. En effet, un mouvement curviligne est toujours un mouvement accéléré. Seul un mouvement rectiligne et uniforme n'est pas accéléré.

Quand nous parlions de la vitesse du mouvement d'un corps, nous indiquions toujours le point d'où le mouvement était observé. Or, la vitesse est une notion relative, pouvant être grande pour un système inertiel et petite pour un autre. Devons-nous le stipuler lorsque nous parlons d'une accélération ? Non, évidemment. L'accélération, à l'opposé de la vitesse, est une valeur absolue. Elle reste inchangée pour tous les systèmes inertiels imaginables. Elle dépend en effet de la différence de vitesse du mobile aux instants 1 et 2 et cette différence, comme nous le savons, sera la même pour tous les observateurs, autrement dit, elle est absolue.

Quand un mobile n'est pas sollicité par une force, il ne peut se déplacer autrement que sans

accélération. Au contraire, dès qu'une force intervient, elle provoque une accelération et cette dernière sera d'autant plus grande que la force est plus importante. Plus vite nous voulons qu'un chariot chargé se mette en marche, plus il nous faudra bander nos muscles. En règle générale, un mobile est soumis à l'action de deux forces : une force de traction qui assure l'accélération et une force de freinage, produite par le frottement ou la résistance de l'air.

Leur différence, dite force résultante, peut être dirigée dans le sens du mouvement ou en sens opposé. Dans le premier cas, la vitesse du mobile augmente, dans le second, elle diminue. Si ces forces opposées sont égales (s'équilibrent), le mobile se déplace de façon uniforme comme s'il n'était pas soumis à leur action.

Quelle relation unit la force et l'accélération qu'elle engendre ? Rien de plus simple. L'accélération, en effet, est proportionnelle à la force :

$$a \sim F$$

(le signe $\sim$ signifiant proportionnel).

Mais une question demeure, à savoir : comment les propriétés d'un mobile influent-elles sur sa capacité d'accélérer son mouvement sous l'action d'une force ou d'une autre. Il est clair qu'une même force agissant sur les corps différents leur imprime des accélérations diverses.

La réponse est donnée par un phénomène tout à fait remarquable, en vertu duquel tous les corps tombent vers la terre avec la même accélération. Cette accélération est désignée par la lettre g. Dans la région de Moscou sa valeur est de 981 cm/s^2.

De prime abord, une observation directe ne paraît pas confirmer ce principe. La raison en est que lorsque des corps chutent dans des conditions normales, à la pesanteur s'ajoute un effet de

freinage dû à la résistance de l'air. La différence que l'on relève entre la chute des corps légers et lourds gênait beaucoup les philosophes de l'Antiquité. Un morceau de fer tombe rapidement, le duvet flotte dans l'air. Une feuille de papier descend lentement vers le sol, tandis que la même feuille roulée en boule tombe beaucoup plus vite. Certes, les Grecs anciens comprenaient déjà que l'air déforme le vrai tableau de la chute d'un corps sous l'action de la Terre. Mais Démocrite, en l'occurrence, pensait que même sans air les corps lourds tomberaient plus vite que les corps légers. Or, la résistance de l'air peut provoquer un résultat inverse. Une mince feuille d'aluminium tombera plus lentement qu'une boule faite d'une feuille de papier.

Précisons qu'on fabrique actuellement des fils métalliques tellement ténus (leur diamètre atteint à peine quelques microns) qu'ils flottent dans l'air comme du duvet.

Aristote estimait bien que dans le vide tous les corps devaient tomber de la même façon, mais à partir de cette vue purement spéculative il tirait paradoxalement la conclusion que « la chute des divers corps à une vitesse identique est tellement absurde qu'il est d'évidence impossible que le vide existe quelque part ».

De tous les savants de l'Antiquité et du Moyen Age personne n'eut l'idée de vérifier pratiquement si les corps tombent vers le sol avec une accélération identique. Galilée, par ses expériences remarquables (il étudia le mouvement de boules sur un plan incliné et la chute de corps lancés depuis le sommet de la tour penchée de Pise) fut le premier à montrer qu'indépendamment de leur masse tous les corps tombent en un même lieu du globe avec la même accélération. De nos jours, l'expérience se fait très facilement à l'aide d'un long tube dans lequel on a fait le vide. Du duvet

et une pierre placés à l'intérieur tombent de la même façon, les corps n'étant soumis qu'à la force de la pesanteur, tandis que la résistance de l'air est pratiquement nulle. On voit ainsi qu'en l'absence de cette dernière la chute de tous les corps est un mouvement uniformément accéléré.

Mais revenons à la question posée plus haut. Dans quelle mesure la capacité d'un corps d'accélérer son mouvement sous l'action d'une force dépend-elle de ses propriétés ?

La loi de Galilée déclare que tous les corps, indépendamment de leur masse, tombent avec la même accélération ; il en résulte qu'une masse de m kg soumise à l'action d'une force de F kgf se déplace avec l'accélération g.

Oublions maintenant qu'il s'agit de la chute d'un corps et supposons que la masse de m kg soit sollicitée par une force de 1 kgf. Etant donné que l'accélération est proportionnelle à la force, elle sera m fois moins grande que g.

Nous en déduisons que l'accélération d'un corps a sous l'action d'une force donnée (dans notre exemple, celle-ci est de 1 kgf) est inversement proportionnelle à la masse de ce corps.

En réunissant les deux conclusions, nous pouvons écrire

$$a \sim \frac{F}{m},$$

c'est-à-dire que pour une masse constante l'accélération est proportionnelle à la force et pour une force constante, elle est inversement proportionnelle à la masse.

Cette loi qui montre le lien existant entre l'accélération d'un corps, sa masse et la force

à laquelle il est soumis, fut formulée par Isaac Newton (1643-1727) et porte son nom *.

L'accélération est proportionnelle à la force qui agit sur le corps, inversement proportionnelle à sa masse et ne dépend d'aucune autre propriété du corps. Il ressort de la loi de Newton que c'est la masse qui donne la mesure de l'« inertie » d'un corps. A force égale, il est plus difficile d'accélérer le mouvement d'un corps de masse plus grande. Nous voyons que la notion de masse, que nous connaissions jusque-là comme une grandeur assez effacée, déterminée par pesée sur une balance à fléau, a reçu un nouveau sens, autrement important: la masse caractérise les propriétés dynamiques d'un corps.

Nous pouvons écrire la loi de Newton de la façon suivante:

$$kF = ma,$$

où k est un coefficient constant dépendant des unités choisies.

Plutôt que d'utiliser l'unité de force dont nous disposons déjà (kgf), nous imitons les physiciens et choisissons une unité de force telle que le coefficient de proportionnalité soit égal à l'unité. La loi de Newton prend alors la forme suivante:

$$F = ma.$$

Nous avons déjà dit qu'en physique la masse est mesurée en grammes, la distance en centimètres et le temps en secondes. Le système de mesures qui se base sur ces trois grandeurs principales est appelé système CGS.

Et maintenant, en nous servant du principe que nous avons formulé, choisissons une unité

* Selon Newton, le mouvement obéit à trois lois. Celle dont nous parlons est désignée par lui sous le numéro 2. La première est la loi d'inertie et la troisième, la loi de l'action et de la réaction.



Isaac Newton (1643-1727), génial physicien et mathématicien anglais, un des plus grands savants que l'humanité ait connus. Il énonça les notions et les lois fondamentales de la mécanique, découvrit la loi de la gravitation universelle, brossant ainsi un tableau physique du monde demeuré sans changements jusqu'à l'orée du XXe siècle. Il énonça la théorie du mouvement des corps célestes, expliqua les particularités les plus importantes du mouvement de la Lune, indiqua l'origine des marées. En optique, Newton fit des découvertes non moins remarquables qui contribuèrent au rapide avancement de cette branche de la physique. Il mit au point une puissante méthode d'investigation mathématique de la nature. Tout cela fut d'une influence immense sur le développement de la physique et contribua à y implanter les méthodes de recherche mathématiques.

de force. Sans doute une force sera égale à l'unité lorsqu'elle imprimera à une masse de 1 g une accélération de 1 cm/s². Dans le système envisagé, cette force est appelée *dyne*.

Selon la loi de Newton ($F = ma$), la force s'exprime en dynes si l'on multiplie m grammes par a cm/s². Pour cette raison, on utilise la formule suivante:

$$1 \text{ dyne} = 1 \frac{\text{g} \cdot \text{cm}}{\text{s}^2}.$$

Le poids d'un corps est généralement désigné par la lettre P. La force P imprime donc au corps une accélération g, exprimée en dynes

$$P = mg.$$

Mais nous disposions déjà d'une unité de force — le kilogramme-force (kgf). La formule précédente nous permet de trouver facilement le rapport entre la nouvelle et l'ancienne unités :

1 kilogramme (poids) = 981 000 dynes.

La dyne est une force très petite, à peu près égale à un milligramme-poids.

Nous avons déjà parlé du nouveau système d'unités (SI) récemment adopté. Le nom de newton (N) qu'on y trouve va très bien à l'unité de force. Elle permet d'écrire la loi de Newton de la façon la plus simple et elle se détermine comme suit :

$$1\text{N} = 1 \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2},$$

autrement dit, le newton estune force qui imprime à une masse de 1 kg une accélération de 1 m/s².

Il est facile de relier cette nouvelle unité à la dyne et au kilogramme :

1 N = 100 000 dynes = 0,102 kgf.

MOUVEMENT RECTILIGNE UNIFORMÉMENT ACCÉLÉRÉ

Selon la loi de Newton on observe un mouvement de ce genre quand un corps est sollicité par une force résultante constante, qui le pousse ou le freine.

Des conditions analogues naissent assez souvent : une automobile dont le moteur s'est arrêté ralentit sous l'action d'une force de frottement à peu près constante, la chute d'un objet lourd est l'effet d'une action constante de la pesanteur.

Connaissant la valeur de la force résultante et la masse du corps nous pouvons trouver, d'après la formule $a = F/m$, la valeur de l'accélération.

La formule

$$a = \frac{v - v_0}{t},$$

où t est la durée du mouvement, v la vitesse finale et v_0 la vitesse initiale, nous aide à répondre à bien des questions, par exemple, à calculer le délai qu'il faut à un train pour s'arrêter si l'on connaît la force du freinage, la masse du train et la vitesse initiale ; à déterminer la vitesse d'une voiture lorsqu'on connaît la puissance de son moteur, les forces de résistance, la masse de la voiture et la durée de l'accélération.

Souvent, il nous faut connaître la longueur du chemin parcouru par un corps animé d'un mouvement uniformément accéléré. Si le mouvement est uniforme, le chemin est égal à la vitesse multipliée par le temps. S'il est uniformément accéléré, on calcule le chemin parcouru comme si le corps se déplaçait pendant le même temps t d'une manière uniforme et à une vitesse égale à la demi-somme des vitesses initiale et finale :

$$S = \frac{1}{2}(v_0 + v)\,t.$$

Ainsi, quand on a affaire à un mouvement uniformément accéléré (ou uniformément retardé), le chemin parcouru est égal au produit de la demi-somme des vitesses initiale et finale par le temps de mouvement. Le même chemin aurait été parcouru dans le même temps dans le cas d'un mouvement uniforme avec la vitesse de $\frac{1}{2}(v_0 + v)$. En ce sens, on peut dire que $\frac{1}{2}(v_0 + v)$ représente la vitesse moyenne lors d'un mouvement uniformément accéléré.

Il serait utile d'écrire une formule indiquant la relation entre le chemin parcouru et l'accélération. En introduisant $v = v_0 + at$ dans la formule précédente, on trouve:

$$S = v_0 t + \frac{at^2}{2},$$

ou, si le mouvement a lieu sans vitesse initiale

$$S = \frac{at^2}{2}.$$

Si en une seconde un corps se déplace de 5 m, en 2 secondes il se déplacera de (4 × 5) m, en 3 secondes de (9 × 5) m, etc. Le chemin parcouru augmente proportionnellement au carré du temps.

La chute d'un corps lourd s'effectue conformément à cette loi. En chute libre l'accélération est égale à g et la formule s'écrit :

$$S = \frac{g}{2} \cdot t^2,$$

si t est exprimé en secondes, et g en centimètres par seconde carrée.

Si un corps pouvait tomber sans être freiné pendant 100 secondes, il franchirait un chemin énorme, environ 50 km. Mais dans les 10 premières secondes il ne franchirait que 0,5 kilomètre. Telles sont les particularités d'un mouvement accéléré.

Nous voulons maintenant connaître la vitesse d'un corps tombant d'une hauteur donnée. Pour ce faire, il nous faut une formule reliant le chemin parcouru à l'accélération et à la vitesse. En introduisant dans la formule $S = \frac{1}{2}(v_0 + v)\,t$ la valeur du temps de mouvement $t = \frac{v - v_0}{a}$, on obtient :

$$S = \frac{1}{2a}(v^2 - v_0^2),$$

ou, si la vitesse initiale est nulle,

$$S = \frac{v^2}{2a}, \qquad v = \sqrt{2aS}.$$

Dix mètres, c'est la hauteur d'une maison d'un ou deux étages. Comment se fait-il qu'il soit dangereux de sauter du toit d'une si petite maison ? Un simple calcul montre que la vitesse de la chute libre sera $v = \sqrt{2 \cdot 9{,}8 \cdot 10}$ m/s $=$ $= 14$ m/s ≈ 50 km/h, ce qui représente la vitesse d'une automobile circulant en ville.

La résistance de l'air ne diminuera guère cette vitesse.

Les formules que nous avons déduites sont utilisées dans les calculs les plus divers. Servons-nous-en pour nous faire une idée de ce que le mouvement devient sur la Lune.

Dans son livre *Les premiers hommes sur la Lune*, Wells décrit les surprises que réserve aux voyageurs leur promenade fantastique. Sur la Lune, l'accélération de la pesanteur est environ six fois moins grande que sur la Terre. Le même corps qui franchit pendant la première seconde de chute 5 mètres sur notre planète n'en parcourra plus que 0,8 sur la Lune (où l'accélération est égale à environ 1,6 m/s²).

Les formules que nous avons écrites nous permettent de calculer rapidement les « prodiges » lunaires.

Un saut effectué d'une hauteur h dure le temps $t = \sqrt{2h/g}$. Etant donné que l'accélération lunaire est six fois moins grande que celle de la Terre, ce saut demandera $\sqrt{6} \approx 2{,}45$ fois plus de temps. Et de combien la vitesse finale du saut ($v = \sqrt{2gh}$) diminuera-t-elle ?

Sur la Lune on pourra sauter en toute sécurité de la hauteur d'une maison de deux étages. La même vitesse initiale permettra de sauter à une hauteur six fois plus grande que sur la Terre $\left(h = \frac{v^2}{2g}\right)$. Un enfant pourra battre le record terrestre de saut en hauteur...

TRAJECTOIRE D'UNE BALLE

Depuis des temps immémoriaux l'homme s'attache à résoudre le problème qui consiste à lancer un objet le plus loin possible. Une pierre jetée à la main ou à l'aide d'une fronde, une flèche lancée par un arc, une balle de fusil, un obus d'artillerie, une fusée balistique, voilà en bref la liste des succès obtenus en ce domaine.

Tout objet lancé se déplace suivant une courbe appelée parabole, que l'on peut construire facilement. Il suffit pour cela de considérer le mouvement d'un corps lancé comme la somme de deux autres mouvements, simultanés et indépendantes, l'un s'effectuant suivant l'horizontale et l'autre suivant la verticale. L'accélération de la pesanteur s'appliquant à la verticale, une balle en vol se déplace à la fois horizontalement (par inertie et avec une vitesse constante) * et verticalement (avec une accélération constante) et finit par

* Négligeons pour le moment la résistance de l'air.

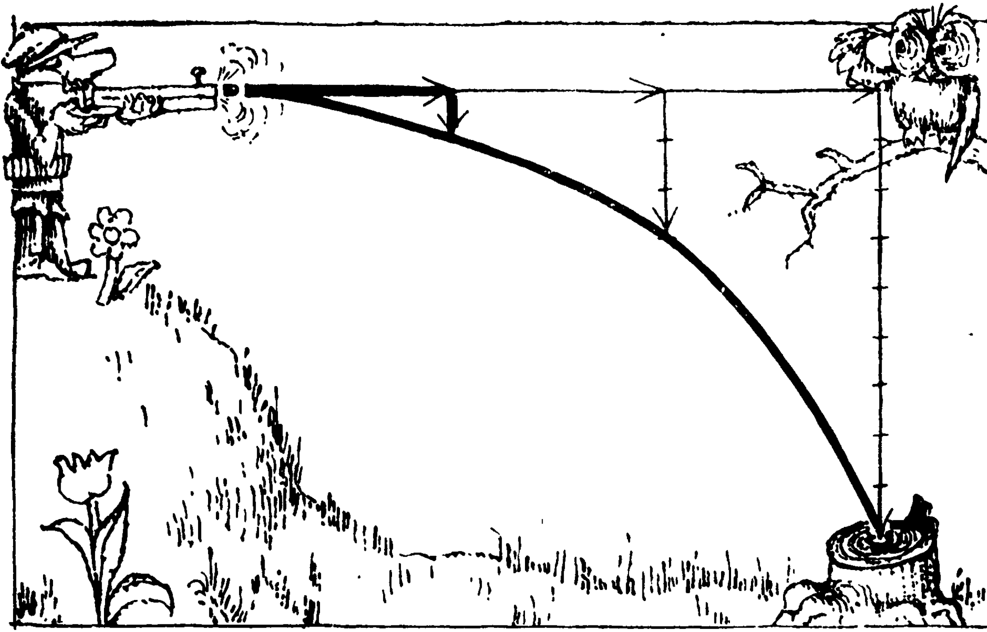


Fig. 2.3

tomber sur la Terre. Comment allons-nous faire pour composer ces deux mouvements ?

Commençons par un cas très simple : la vitesse initiale est horizontale (admettons qu'il s'agit d'un coup de fusil, le canon de ce dernier étant horizontal).

Sur une feuille de papier millimétré traçons une ligne verticale et une ligne horizontale (fig. 2.3). Les deux mouvements étant indépendants, en t secondes la balle se déplacera d'un segment v_0t vers la droite et d'un segment $gt^2/2$ vers le bas. Délimitons sur l'horizontale le segment v_0t et à partir de son extrémité abaissons le segment vertical $gt^2/2$. L'extrémité du segment vertical indique le point que la balle atteindra au bout de t secondes.

La même constructon est répétée pour plusieurs points, c'est-à-dire pour plusieurs intervalles de temps. Par ces points passera une courbe appelée parabole, qui représente la trajectoire de la balle. Plus ces points seront rapprochés et plus la trajectoire sera précise.

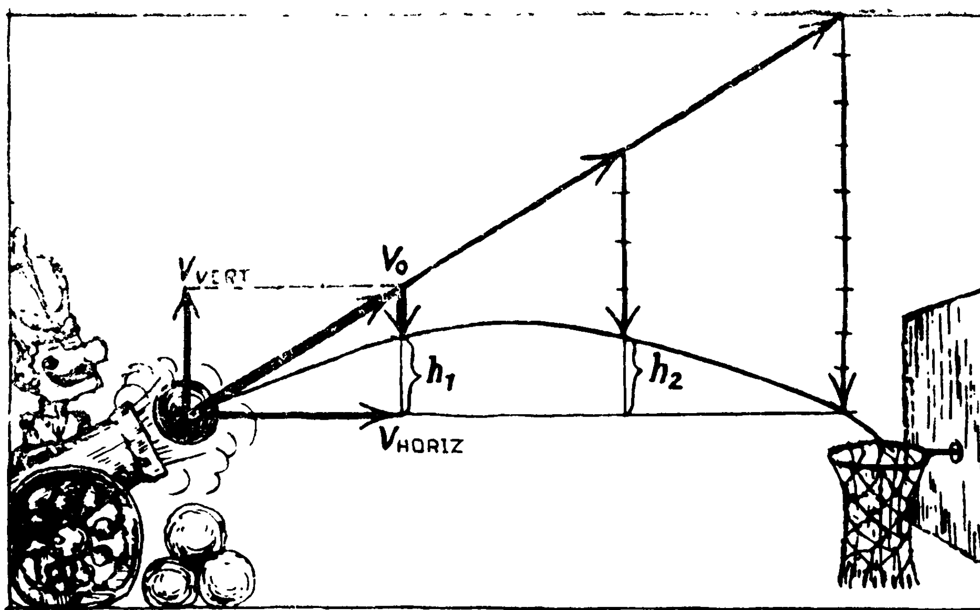


Fig. 2.4

La figure 2.4 montre la trajectoire que l'on obtient quand la vitesse initiale v_0 est dirigée sous un certain angle.

On commence par décomposer le vecteur v_0 en ses composantes verticale et horizontale. On délimite sur la ligne horizontale $v_{\text{horiz}}\, t$, le chemin que la balle parcourt horizontalement en t secondes.

Mais la balle se déplace en même temps vers le haut. En t secondes elle s'élèvera à la hauteur $h = v_{\text{vert}}\, t - gt^2/2$. Cette formule, dans laquelle on introduit les valeurs de temps qui nous intéressent, donne les déplacements verticaux que l'on reporte sur l'axe vertical. Les valeurs de h augmenteront d'abord (ascension), puis elles diminueront.

Il ne reste plus qu'à reporter sur le graphique les points de la trajectoire, comme nous l'avons fait dans l'exemple précédent, et à tracer une courbe régulière par ces points.

Si l'on braque le canon du fusil horizontalement, la balle rejoindra rapidement le sol; si le canon est dressé verticalement, la balle retom-

bera à l'endroit d'où le coup de fusil a été tiré. Pour tirer le plus loin possible il faut donc élever le canon sous un certain angle par rapport à l'horizon, angle qu'il s'agit maintenant de choisir.

Utilisons toujours la même méthode : décomposons le vecteur de la vitesse initiale en ses deux composantes : vitesses v_1 suivant la verticale et v_2 suivant l'horizontale. Le temps qui s'écoule depuis l'instant où le coup de fusil est tiré jusqu'à l'instant où la balle atteint le point le plus élevé de sa trajectoire est égal à v_1/g. Remarquons que la balle mettra autant de temps pour retomber, c'est-à-dire que la durée totale du vol jusqu'à l'impact au sol est égale à $2v_1/g$.

Etant donné que le mouvement suivant l'horizontale reste uniforme, la portée du tir est

$$S = \frac{2v_1v_2}{g}$$

(nous avons négligé la hauteur du fusil au-dessus du sol).

Nous avons là une formule qui montre que la portée du tir est proportionnelle au produit des composantes de la vitesse. Quel est l'angle pour lequel ce produit sera maximal ? Cette question peut se transcrire en langage géométrique. Les vitesses v_1 et v_2 forment un parallélogramme des vitesses dont la diagonale est la vitesse totale v. Le produit v_1v_2 est égal à l'aire de ce rectangle.

Notre question se ramène à ceci : pour une longueur donnée de la diagonale, quels doivent être les côtés du rectangle pour que son aire soit maximal ? On démontre en géométrie que le carré satisfait à cette condition. Autrement dit, la distance de vol d'une balle est la plus grande quand $v_1 = v_2$, c'est-à-dire lorsque le parallélogramme des vitesses est un carré. La diagonale du carré des vitesses forme avec l'horizontale un angle de 45°, et c'est l'angle sous lequel il

faut pointer le fusil pour que sa portée soit maximale.

Si v est la vitesse résultante de la balle, dans le cas d'un carré on a $v_1 = v_2 = v/\sqrt{2}$. La formule de la portée du tir pour ce cas optimal se présente ainsi : $S = v^2/g$, c'est-à-dire que la portée sera deux fois plus grande que lorsque la balle part verticalement avec la même vitesse initiale.

La hauteur atteinte par une balle tirée sous un angle de 45° sera $h = v_1^2/2g = v_1^2/4g$, c'est-à-dire qu'elle sera 4 fois moins grande que la portée.

Il faut reconnaître que les formules dont nous nous sommes servis ne donnent des résultats exacts que dans le cas assez rare où l'atmosphère terrestre n'intervient pas. Partout ailleurs la résistance de l'air joue un rôle décisif et change radicalement les résultats.

MOUVEMENT CIRCULAIRE

Quand un point se déplace suivant une circonférence, le mouvement est toujours accéléré, parce qu'à chaque instant la vitesse change de direction. La valeur de la vitesse peut néanmoins rester constante, et c'est sur ce dernier cas que nous arrêterons notre attention.

Traçons les vecteurs de vitesse qui correspondent à des intervalles de temps réguliers en faisant partir leur origine d'un même point. Rien ne nous interdit de le faire. Si le vecteur tourne d'un petit angle, la variation de vitesse sera figurée par la base d'un triangle isocèle. Traçons les variations de vitesse correspondant à une révolution complète du point (fig. 2.5). La somme de leurs valeurs sera égale à la somme des côtés du polygone représenté. Quand nous construisons un à un les triangles, nous supposons tacitement que le vecteur de vitesse évolue par

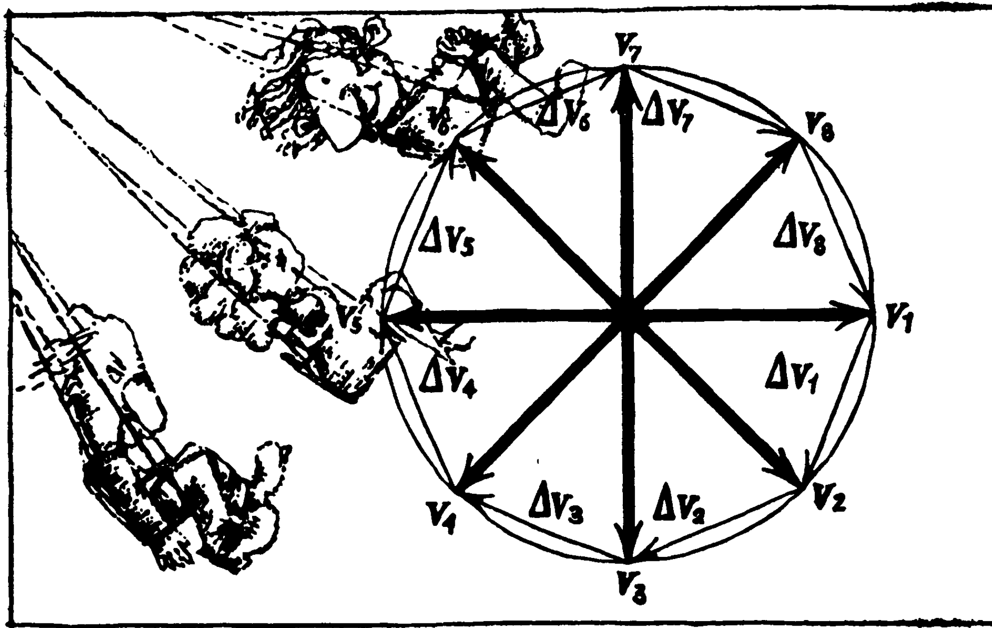


Fig. 2.5

saccades, alors qu'en réalité sa direction change constamment. Il est bien clair que l'erreur sera d'autant plus petite que l'angle du triangle que nous prenons sera plus petit. Plus les côtés du polygone sont petits, plus ce dernier se confond avec une circonférence de rayon v. Pour cette raison, la valeur exacte de la somme des valeurs absolues des variations de vitesse pendant une révolution sera donnée par la longueur de la circonférence $2\pi v$. On trouvera l'accélération en la divisant par la durée d'une révolution complète T :

$$a = 2\pi v/T.$$

Or, le temps d'une révolution complète pour un mouvement suivant une circonférence de rayon R peut s'écrire sous la forme $T = 2\pi R/v$. En introduisant cette expression dans la formule précédente, on obtient pour l'accélération

$$a = v^2/R.$$

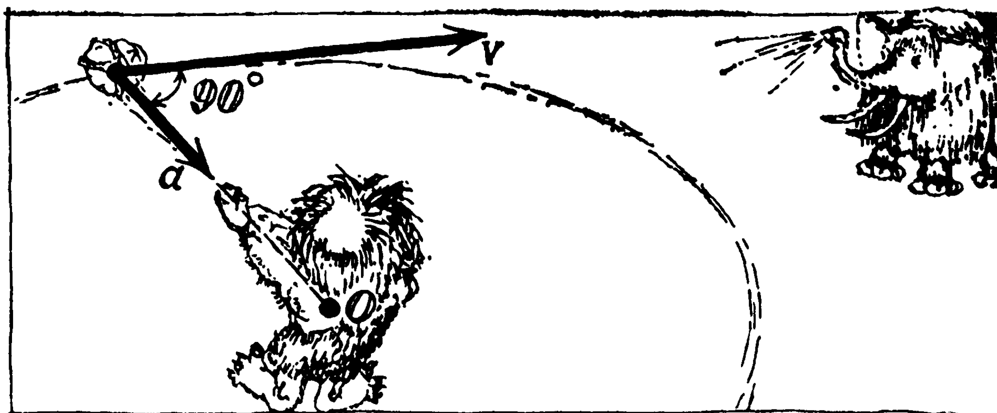


Fig. 2.6

On voit qu'avec un rayon de révolution invariable, l'accélération est proportionnelle au carré de la vitesse. Pour une vitesse donnée, elle est inversement proportionnelle au rayon.

Le même raisonnement montre la direction prise à chaque instant par l'accélération d'un mouvement circulaire. Plus l'angle au sommet des triangles isocèles que nous avons utilisés dans notre démonstration est petit et plus l'angle formé par le gain de vitesse et la vitesse proprement dite s'approche de 90°.

Si l'accélération d un mouvement circulaire uniforme est donc dirigée perpendiculairement à la vitesse, comment la vitesse et l'accélération sont-elles dirigées par rapport à la trajectoire? Puisque la vitesse est une tangente à la trajectoire, l'accélération ne peut qu'être dirigée suivant le rayon vers le centre de la circonférence. La figure 2.6 montre bien cette relation.

Si vous essayez de faire tourner une pierre attachée à une ficelle, vous percevrez nettement l'effort musculaire que cet exercice demande. Or, on peut s'en étonner: le corps ne se déplace-t-il pas uniformément? Le fait est qu'il n'en est rien. Le corps tourne bien à une vitesse dont la valeur reste invariable, mais le changement continu de

direction de la vitesse rend ce mouvement accéléré. L'effort sert à faire dévier la pierre de la trajectoire rectiligne qu'elle tend à épouser par inertie. Il est nécessaire pour créer l'accélération v^2/R que nous venons de calculer.

D'après la loi de Newton, la force est dirigée dans le même sens que l'accélération. Il en résulte qu'un corps qui se déplace suivant une circonférence à une vitesse invariable est sollicité par une force dirigée radialement vers le centre de rotation. C'est la force communiquée à la pierre par la ficelle qui assure l'accélération v^2/R, elle s'appelle force centripète. Nous voyons que la valeur de cette force n'est autre que mv^2/R.

La ficelle tire sur la pierre et inversement. Nous reconnaissons dans ces deux forces « l'objet et son image dans le miroir », l'action et la réaction. Souvent la force avec laquelle la pierre agit sur la ficelle est appelée force centrifuge. Cette dernière est évidemment égale à mv^2/R et dirigée radialement depuis le centre de rotation. La force centrifuge s'applique au corps qui s'oppose à la tendance du corps tournant à se déplacer par inertie suivant une trajectoire rectiligne.

Tout ce que nous venons de dire se rapporte également à la pesanteur que nous pouvons fort bien assimiler à notre ficelle. La Lune tourne autour de la Terre. Quelle force retient notre satellite ? Pourquoi, obéissant au principe de l'inertie, il ne part pas dans l'espace interplanétaire ? C'est que la Terre retient la Lune par une « ficelle » invisible : la force d'attraction. Cette force est égale à mv^2/R, où v est la vitesse du mouvement suivant l'orbite lunaire et R la distance à la Lune. La force centrifuge s'applique dans ce cas à la Terre, mais la grande masse de cette dernière fait qu'elle ne se répercute que

d'une façon insignifiante sur le caractère du mouvement de notre planète.

Admettons qu'il faille placer un satellite artificiel sur une orbite circulaire d'une altitude de 300 kilomètres. Quelle doit être la vitesse de ce satellite ? A l'altitude de 300 km l'accélération de la pesanteur est un peu moins grande qu'à la surface de la Terre et se chiffre à 8,9 m/s². L'accélération du satellite à l'orbite circulaire est v^2/R, où R est la distance au centre de rotation (c'est-à-dire le centre de la Terre), soit environ $6600 \text{ km} = 6{,}6 \cdot 10^6$ m. D'autre part, cette accélération est égale à l'accélération de la pesanteur g. On a donc $g = v^2/R$, d'où on trouve la vitesse du satellite sur l'orbite:

$$v = \sqrt{gR} = \sqrt{8{,}9 \cdot 6{,}6 \cdot 10^6} = 7700 \text{ m/s} = 7{,}7 \text{ km/s}.$$

Cette vitesse minimale nécessaire pour satelliser un corps lancé horizontalement est appelée première vitesse cosmique. On voit qu'elle est voisine de 8 km/s.

LA VIE EN IMPONDÉRABILITÉ

Dans le chapitre précédent nous avons élaboré un « point de vue rationnel » sur le mouvement. Il en existe, il est vrai, une infinité que nous avons appelée systèmes inertiels.

Connaissant désormais les lois du mouvement, nous pouvons l'aborder à partir des points de vue non rationnels. L'intérêt envers le comportement des habitants de systèmes non inertiels n'est pas futile puisque nous appartenons nous-mêmes à un tel système.

Imaginons que nous étant munis d'appareils de mesure nous prenons place à bord d'un vaisseau cosmique et partons pour un voyage interstellaire.

Le temps passe vite. Déjà le Soleil est devenu semblable à une petite étoile. Moteurs stoppés,

voici notre vaisseau loin de tout corps exerçant une attraction.

Voyons maintenant ce qui se passe à l'intérieur de notre laboratoire volant. Comment se fait-il qu'un thermomètre qui s'est détaché de son clou ne tombe pas et reste à flotter dans l'air ? Voyez la position étrange du pendule, suspendu de biais au mur. L'énigme se résout d'elle-même : notre vaisseau se trouve dans l'espace intersidéral, les objets ont perdu leur poids.

Après avoir observé ce tableau inhabituel, nous décidons de changer de cap. La pression d'un bouton remet les réacteurs en marche et brusquement tous les objets semblent ressusciter. Tout ce qui n'était pas fixé à demeure s'est mis en mouvement. Le thermomètre est tombé, le pendule a recommancé à osciller puis, s'amortissant graduellement, a repris la position verticale, le coussin s'est enfoncé sous le poids de la valise qui se trouvait possée sur lui. Nous consultons les cadrans pour savoir la direction dans laquelle notre vaisseau a repris son mouvement accéléré. Evidemment, ce mouvement est dirigé vers le haut. Les aiguilles indiquent que nous avons choisi un mouvement correspondant à l'accélération relativement réduite de 9,8 m/s². Nos sensations sont normales, nous nous sentons comme sur la Terre. Comment cela se fait-il ? Notre vaisseau se trouve toujours aussi loin de toute masse attractive, les forces d'attraction sont absentes et pourtant les objets ont acquis un poids.

Laissons tomber sur le plancher une bille et mesurons l'accélération de sa chute. Celle-ci est égale à 9,8 m/s². Or, nous venons de lire ces chiffres sur les cadrans. Le vaisseau se déplace donc vers le haut avec une accélération identique à celle avec laquelle les corps tombent dans notre laboratoire.

Mais que sont les notions de « haut » et de « bas » dans un vaisseau en vol ? Les choses étaient bien simples lorsque nous étions sur la Terre. Le ciel y était le « haut », le sol y était le « bas ». Mais ici ? Notre « haut » se reconnaît à un signe indiscutable: c'est la direction dans laquelle s'applique l'accélération de la fusée.

Il n'est pas difficile de comprendre le sens de nos observations: aucune force n'agit sur la bille que nous avons laissé tomber. Elle se déplace par inertie. C'est la fusée qui est dotée d'un mouvement accéléré par rapport à la bille, tandis qu'il semble aux voyageurs que cette dernière tombe en sens inverse à la direction de l'accélération. Evidemment, l'accélération de cette « chute » est égale en grandeur à l'accélération réelle de la fusée. Il est également vrai que tous les corps qui se trouvent à bord de la fusée « tomberont » avec une accélération identique.

Tout ce que nous venons de dire nous permet de faire une déduction intéressante: à bord d'une fusée animée d'un mouvement accéléré les objets commencent à retrouver un poids. La « force d'attraction » est dirigée en sens opposé à celui de l'accélération de la fusée et l'accélération de la chute libre est égale en grandeur à l'accélération du mouvement du vaisseau. Fait remarquable, il nous est pratiquement impossible de discerner le mouvement accéléré d'un système d'avec la pesanteur qui lui correspond *. Si les hublots de notre vaisseau cosmique étaient fermés, nous serions incapables de dire s'il se trouve sur la Terre ou

* En principe, une différence existe. Sur la Terre, les forces de la pesanteur sont dirigées radialement vers le centre du globe. Cela signifie que les directions de l'accélération en deux points différents forment un angle. Dans une fusée soumise à une accélération les directions de la pesanteur sont parallèles en tous les points. Sur la Terre, l'accélération change avec l'altitude; dans une fusée en mouvement accéléré cet effet est absent.

Fig. 2.7



s'il se déplace avec une accélération de 9,8 m/s². L'identité relevée entre l'accélération et l'action de la pesanteur est appelée en physique principe d'équivalence.

Ce principe, comme nous le verrons sur un grand nombre d'exemples, permet de résoudre rapidement de nombreux problèmes par adjonction aux forces réelles de la force de pesanteur fictive apparaissant dans tous les systèmes en mouvement accéléré.

Comme premier exemple prenons le cas d'un simple ascenseur. Munis d'une balance à ressort et de poids marqués, prenons place dans la cabine d'un ascenseur et observons le comportement de l'aiguille de la balance sur le plateau de laquelle on a placé une charge d'un kilogramme (fig. 2.7). La montée commence ; aussitôt la balance accuse une augmentation de poids, comme si le plateau portait plus d'un kilogramme. Le principe d'équivalence permet de remettre les choses en place : dès que l'ascenseur s'élève avec une accélération a, une pesanteur complémentaire, dirigée vers le bas, apparaît. Etant donné que l'accélération de cette force est égale à a, la charge complémentaire est égale à ma. La balance

indique donc un poids $mg + ma$. L'accélération est terminée, l'ascenseur s'élève d'un mouvement uniforme et l'aiguille revient à sa position initiale, indiquant un poids de 1 kgf. Nous nous approchons de l'étage supérieur et l'ascenseur ralentit. Que va-t-il se passer ? Sans étonnement, maintenant, nous constatons que la charge du plateau accuse moins d'un kilogramme. En effet, quand le mouvement de l'ascenseur se ralentit, le vecteur de l'accélération est dirigé vers le bas. La pesanteur complémentaire, fictive, est alors dirigée vers le haut, en sens opposé à celui de la pesanteur terrestre. Cette fois-ci a est négatif et la balance indique une valeur inférieure à mg. Après l'arrêt de l'ascenseur le ressort revient dans sa position initiale. Commençons la descente. Le mouvement de l'ascenseur s'accélère. Le vecteur le l'accélération se dirige vers le bas et la pesanteur complémentaire vers le haut. La charge pèse à nouveau moins d'un kilogramme. Lorsque la descente redeviendra uniforme, la pesanteur complémentaire disparaîtra, et une fois encore, au moment de stopper au rez-de-chaussée, la balance accusera une charge supérieure à un kilogramme.

Les variations de poids que nous venons de décrire sont à l'origine des sensations désagréables que chacun de nous a ressenties au moment des accélérations ou des décélérations rapides de l'ascenseur.

Quand un ascenseur descend d'un mouvement accéléré, tous les objets qui se trouvent à l'intérieur de la cabine deviennent pour ainsi dire plus légers. La perte de poids est proportionnelle à la valeur de l'accélération. Qu'adviendra-t-il si le système entre en chute libre ? La réponse s'offre d'elle-même : les objets cesseront d'exercer une pression sur leur support ; ils n'auront plus de poids : la force d'attraction de la Terre sera

équilibrée par la force de pesanteur complémentaire qui existe dans le système tombant en chute libre. La personne qui prendrait place dans un tel ascenseur pourrait porter une charge d'une tonne sans qu'il y paraisse !

Au début de ce paragraphe, nous avons décrit la vie « impondérable » à bord d'un vaisseau interplanétaire échappé à l'action de la gravitation. Nous avons constaté que quand il avance d'un mouvement uniforme et rectiligne, le poids disparaît ; or, la même chose se produit pour un système tombant en chute libre. Il est donc inutile de quitter les limites du champ gravitationnel : l'impondérabilité s'installe dans tout véhicule cosmique qui se déplace moteur arrêté. Le phénomène est en tout point identique à la chute libre. Le principe d'équivalence nous amène ainsi à déduire qu'un système de référence animé d'un mouvement uniforme et rectiligne, situé à l'écart des forces d'attraction et un système de référence tombant librement sous l'action de la pesanteur sont presque équivalents (voir la note, page 74). Dans le premier système le poids disparaît ; dans le second, la « pesanteur dirigée vers le bas » est neutralisée par la « pesanteur dirigée vers le haut ». Il n'y a donc pas de différence fondamentale.

A bord d'un satellite artificiel, l'apesanteur s'installe au moment où l'engin se place sur son orbite et commence à graviter sans le secours de la fusée.

Sur les traces de la chienne Laïka, l'homme ne fut pas long à s'adapter à la vie « sans pesanteur » à bord d'un véhicule cosmique. Youri Gagarine en fit le premier l'expérience.

Certes, on ne peut pas dire que la vie dans la cabine d'un vaisseau spatial soit normale. Il faut beaucoup d'ingéniosité pour rendre dociles les objets qui obéissent d'habitude si facile-

ment à l'action de la pesanteur. Comment, par exemple, y remplir son verre avec l'eau contenue dans une boutelille ? Sur la Terre, l'eau s'écoule sous l'action de la pesanteur. Comment préparer ses aliments si l'on ne peut pas chauffer l'eau sur un réchaud (l'eau chaude ne se mélangera pas avec l'eau froide) ? Comment noter quelque chose dans son bloc-notes si la moindre pression du crayon sur la table suffit pour propulser l'homme qui écrit ? L'allumette, la bougie, le bec de gaz ne brûleront pas, car les gaz de combustion ne monteront pas (ici ni haut ni bas) et ne donneront pas accès à l'oxygène. Il a même fallu penser à assurer les fonctions naturelles de l'organisme humain, car ces processus « sont habitués » à la pesanteur terrestre.

LE MOUVEMENT CONSIDÉRÉ D'UN POINT DE VUE « NON RATIONNEL »

Transportons maintenant notre laboratoire dans un autobus ou dans un tramway animés d'un mouvement accéléré. Cette expérience se distingue de l'exemple précédent, et voici pourquoi. Dans le cas de l'ascenseur la pesanteur créée artificiellement et l'attraction terrestre étaient dirigées dans le même sens. Dans un tramway qui freine ou accélère la pesanteur complémentaire s'applique perpendiculairement à l'attraction terrestre. Ceci provoque chez le voyageur des sensations particulières bien qu'habituelles. Lorsque le tramway accélère, on voit apparaître une force complémentaire de sens opposé à celui du mouvement. Ajoutons cette force à celle de l'attraction terrestre. Au total, le voyageur est sollicité par une force dirigée sous un angle obtus par rapport au sens du mouvement. S'il fait face au mouvement, il sentira que son « haut » part en arrière. Pour éviter de tomber, il voudra retrou-

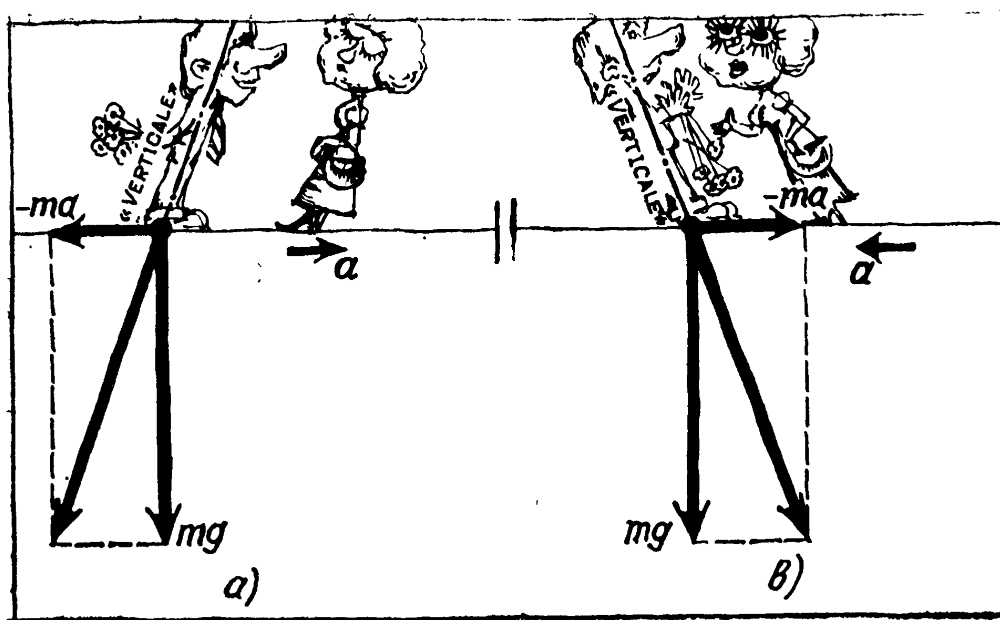


Fig. 2.8

ver la verticale, comme cela est montré sur la figure 2.8, *a*. Mais sa « verticale » est oblique! Elle fait un angle aigu avec le sens du mouvement. Si notre homme ne s'agrippe pas à quelque chose, il tombera en arrière.

Bientôt le mouvement du tramway devient uniforme et le passager n'a pas de peine à rester debout. Mais voici un nouvel arrêt, le wattman freine et ... la « verticale » dévie de nouveau. Maintenant elle est dirigée, comme on le voit sur la figure 2.8, *b*, sous un angle obtus par rapport au mouvement. Pour ne pas tomber le voyageur s'incline vers l'arrière mais pas pour longtemps. La voiture s'arrête, la décélération cesse et la « verticale » revient à sa position initiale. De nouveau on est obligé de modifier la position du corps.

Vérifiez vous-mêmes ces sensations. Au moment où le wattman donne un coup de frein, ne jurerait-on pas que quelqu'un vous a poussé dans le dos (la verticale est partie en arrière)? Vous retrouvez l'équilibre, mais maintenant la voiture s'arrête, la verticale est en avant et vous

avez l'impression que cette fois c'est dans la poitrine qu'on vous a poussé.

Des phénomènes analogues ont lieu lorsque le tramway s'engage dans une courbe. Nous savons que le mouvement circulaire, même avec une vitesse invariable, est un mouvement accéléré. L'accélération v^2/R sera d'autant plus grande que le tramway se déplace plus rapidement et que le rayon de courbure R est plus petit. Elle est dirigée radialement vers le centre. Or, ceci équivaut à la naissance d'une force de pesanteur complémentaire dirigée en sens inverse. Ce qui fait que quand le tramway s'engage dans une courbe, le voyageur est sollicité par une force complémentaire mv^2/R qui le rejette vers l'extérieur de la courbe. La force radiale mv^2/R est appelée force centrifuge. Nous l'avons déjà rencontrée à la page 71 où elle était examinée d'un point de vue un peu différent.

Dans le cas que nous avons décrit, l'action de la force centrifuge ne peut engendrer que des désagréments mineurs, car la force mv^2/R est petite. Mais si le mouvement circulaire est assez rapide, la force centrifuge peut atteindre une valeur importante et devenir dangereuse. Les pilotes, par exemple, sont soumis à de grandes valeurs de mv^2/R quand leur avion fait une boucle. Au moment de la boucle la force centrifuge tasse le pilote contre son siège. Plus la boucle est petite et plus la pression est grande. Si la pression dépasse une certaine valeur, l'organisme peut finir par se « rompre », car les tissus ont une résistance limitée et ne sauraient supporter n'importe quel poids.

Quel est l'ordre de grandeur de la surpesanteur qu'on peut supporter sans danger ? Cela dépend de sa durée. Pendant quelques fractions de seconde l'homme peut supporter un poids de 8 à 10 fois supérieur à son propre poids, soit une surpesanteur

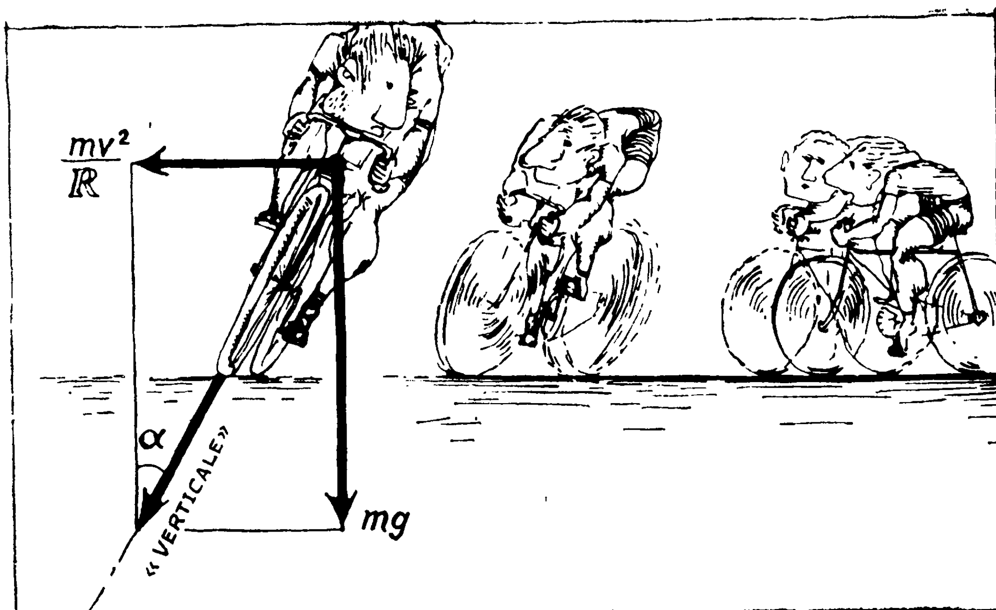


Fig. 2.9

de 7 à 9 g. Un pilote endure sans dommage une surpesanteur de 3 à 5 g durant 10 secondes. Les cosmonautes, eux, s'intéressent aux surpesanteurs qu'un homme est capable de supporter pendant des dizaines de minutes et même pendant des heures. Dans des cas pareils la surpesanteur doit être beaucoup plus petite.

Calculons le rayon des boucles qu'un avion peut décrire à différentes vitesses sans danger pour l'aviateur. Adoptons un chiffre moyen de 4 g. C'est la valeur de l'accélération, c'est-à-dire que $v^2/R = 4g$ et $R = v^2/4g$. Pour une vitesse de 360 km/h = 100 m/s, le rayon de la boucle sera de 250 mètres ; si la vitesse est 4 fois plus grande, c'est-à-dire de 1440 km/h (ces vitesses ont été dépassées depuis longtemps sur les avions à réaction modernes), le rayon doit être augmenté de 16 fois. Il est alors de 4 km au minimum.

Prenons le cas d'un véhicule plus modeste, par exemple, la bicyclette. On sait que le cycliste s'incline dans un virage. Proposons à un cycliste de décrire un cercle de rayon R à la vitesse v, c'est-à-dire de rouler avec une accélération v^2/R dirigée vers le centre. Sur le cycliste agira alors, en

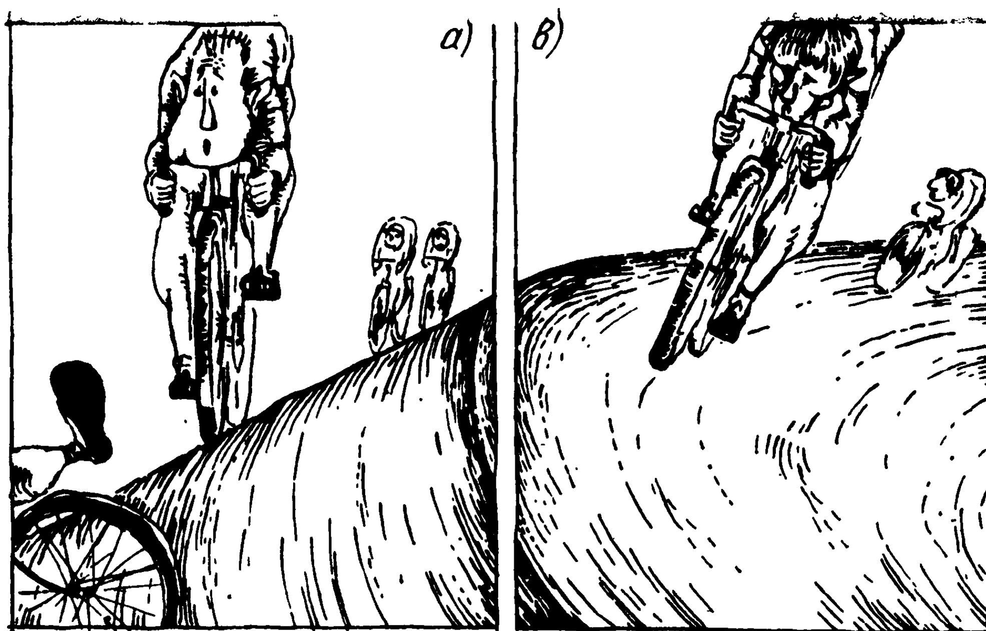


Fig. 2.10

plus de la force d'attraction terrestre, une force complémentaire (centrifuge) dirigée suivant l'horizontale depuis le centre du cercle. La figure 2.9 montre ces forces ainsi que leur somme. Il est clair que le cycliste doit se tenir « verticalement », autrement il tombera. Mais... sa verticale ne coïncide pas avec la verticale terrestre. On voit sur le dessin que les vecteurs mv^2/R et mg sont les côtés d'un triangle rectangle. En trigonométrie, étant donné un angle α, le rapport du côté opposé au côté adjacent donne la tangente. Dans le cas considéré, tg $\alpha = v^2/Rg$; la masse s'est réduite, conformément au principe d'équivalence. Il en résulte que l'angle d'inclinaison du cycliste ne dépend pas de sa masse. Un homme corpulent et un homme maigre doivent s'incliner de la même façon. La formule et le triangle représenté sur le dessin donnent l'inclinaison en fonction de la vitesse (elle augmente avec la vitesse) et du rayon de virage (l'angle d'inclinaison augmente avec la diminution du rayon).

Nous avons montré que la verticale du cycliste ne coïncide pas avec la verticale terrestre.

Que va-t-il ressentir ? Il nous faudra faire tourner la figure 2.9. La route présente maintenant une inclinaison latérale (fig. 2.10, *a*) et l'on voit que si la force d'adhérence entre le pneu et le revêtement devient insuffisante (asphalte mouillé), la bicyclette peut déraper et un virage brusque finira par une chute dans le fossé.

Pour y remédier, on a soin de « relever » les virages trop brusques, c'est-à-dire qu'on rend la chaussée horizontale pour le cycliste, comme indiqué sur la figure 2.10, *b*. On arrive ainsi à réduire et même à éliminer la tendance au dérapage. C'est de cette façon que l'on aménage les virages sur les vélodromes et les autoroutes.

SYSTÈMES TOURNANTS

Ces systèmes sont caractérisés par le nombre de tours par seconde qu'ils effectuent autour de leur axe. Il faut aussi connaître l'orientation de l'axe de rotation.

Pour mieux comprendre les particularités de la vie dans un système tournant, prenons l'exemple de la « roue infernale » des fêtes foraines. Le principe en est fort simple. Un disque lisse de quelques mètres de diamètre est entraîné à forte allure. On propose aux amateurs de sensations fortes de s'y asseoir et d'essayer d'y rester. Même les profanes en physique découvrent rapidement la clé du succès : il faut s'installer au milieu du disque, car il est d'autant plus difficile de se maintenir que l'on est éloigné de son centre.

Un disque de ce genre représente un système non inertiel possédant plusieurs propriétés spéciales. Tout objet fixé à sa surface se déplace suivant une circonférence de rayon R à la vitesse v, c'est-à-dire avec une accélération v^2/R. Comme nous le savons, au point de vue d'un observateur non inertiel cela signifie qu'on est en présence

d'une pesanteur complémentaire mv^2/R dirigée suivant un rayon depuis le centre. Cette force agira en n'importe quel point de la « roue infernale », créera en n'importe quel point une accélération radiale v^2/R. Pour tous les points d'une même circonférence la valeur de cette accélération sera la même. Et sur des circonférences différentes ? Ne vous hâtez pas d'affirmer que conformément à la formule v^2/R, elle sera d'autant plus grande que la distance au centre sera plus petite. C'est inexact, parce que les points plus éloignés du centre sont doués d'une vitesse plus grande. En effet, si l'on désigne par n le nombre de tours effectués par la roue en une seconde, le chemin parcouru en une seconde par un point situé à une distance R du centre de la roue, c'est-à-dire sa vitesse, peut être exprimée ainsi : $2\pi Rn$.

La vitesse du point est directement proportionnelle à sa distance au centre. La formule de l'accélération peut s'écrire maintenant :

$$a = 4\pi^2 n^2 R.$$

Comme le nombre de tours par seconde est le même pour tous les points de la roue, nous arrivons à la conclusion suivante : l'accélération de « la pesanteur radiale » qui agit en un point quelconque augmente proportionnellement à la distance de ce point au centre de la roue.

Dans ce système non inertiel la pesanteur se modifie selon les circonférences décrites. Pour des corps qui se trouvent à différentes distances du centre la direction de la verticale n'est pas la même. La force d'attraction terrestre est évidemment la même pour tous les points de la roue, mais le vecteur qui caractérise la pesanteur radiale complémentaire grandit au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre. Cela veut dire que les diagonales des rectangles dévient de plus en plus de la verticale terrestre.

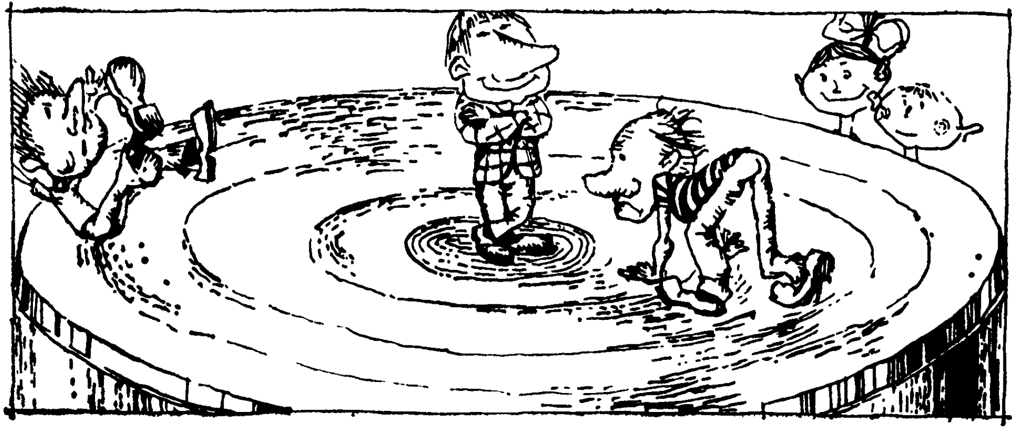


Fig. 2.11

Si l'on voulait décrire les sensations successives telles que les éprouve un homme rejeté de la « roue infernale », il faudrait dire qu'au fur et à mesure qu'il s'éloigne du centre le disque semble s'incliner, jusqu'à ce qu'il devienne impossible de s'y maintenir.

Pour y réussir, il faut tâcher de maintenir son centre de gravité sur une verticale d'autant plus inclinée par rapport à l'axe de rotation que s'en trouve éloignée la silhouette du personnage représenté à la fig. 2.11.

Mais ne peut-on pas imaginer pour ce système inertiel un dispositif inspiré du virage relevé du chapitre précédent ? C'est possible si l'on remplace le disque par une surface telle qu'en chaque point la pesanteur résultante reste perpendiculaire à la surface. La forme d'une telle surface se prête au calcul: elle s'appelle paraboloïde. Ce nom n'est pas fortuit: chaque section verticale d'un paraboloïde donne une parabole, courbe décrivant la chute d'un corps. Une parabole tournant autour de son axe engendre un paraboloïde.

On obtient facilement une telle surface en faisant tourner rapidement un récipient rempli d'eau. Les particules d'eau cessent de se déplacer juste au moment où la force qui maintient chaque particule contre la surface devient perpendiculai-



Fig. 2.12

re à cette dernière. A chaque vitesse de rotation correspond son propre paraboloïde (fig. 2.12).

Pour bien vérifier ces propriétés, confectionnons un paraboloïde solide. Une bille placée en un point quelconque de la surface en rotation reste au repos. Cela signifie que la force qui agit sur elle est perpendiculaire à la surface. Autrement dit, la surface d'un paraboloïde en rotation semble posséder les propriétés d'une surface horizontale. On peut s'y déplacer comme sur la terre et se sentir parfaitement d'aplomb. Simplement la direction de la verticale changera.

Les applications techniques des phénomènes centrifuges sont très nombreuses. La centrifugeuse, par exemple, est construite sur ce principe.

En gros, il s'agit d'un tambour tournant rapidement autour de son axe. Voyons ce qui va se passer si l'on jette différents objets dans un tel tambour rempli d'eau.

Laissons tomber dans le liquide une bille métallique. Nous allons bien la voir plonger et atteindre le fond, mais au lieu de suivre la verticale, elle s'éloignera constamment de l'axe de rotation et s'immobilisera contre la paroi. Si nous jetons maintenant dans le tambour une bille en liège, nous allons la voir au contraire se diriger vers l'axe de rotation et y rester.

Si le tambour de cette centrifugeuse est d'un diamètre suffisamment grand, nous verrons que l'accélération croît rapidement au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre.

Tous ces phénomènes n'ont rien de mystérieux. A l'intérieur de la centrifugeuse nous avons une force de pesanteur radiale complémentaire. Si l'appareil tourne avec une vitesse suffisamment élevée, son « bas » est représenté par les parois du tambour. Une bille métallique plonge dans l'eau et une bille en liège fait surface. Plus on s'éloigne de l'axe de rotation et plus l'objet immergé devient « lourd ».

Dans les modèles perfectionnés la vitesse de rotation peut atteindre 60 000 tours par minute, c'est-à-dire 10^3 tr/mn. A la distance de 10 cm de l'axe de rotation l'accélération de la pesanteur radiale sera d'environ

$$40 \cdot 10^6 \cdot 0{,}1 = 4 \cdot 10^6 \text{ m/s}^2,$$

c'est-à-dire qu'elle sera 400 000 fois plus grande que l'accélération terrestre.

Il est clair qu'avec une telle machine la pesanteur terrestre devient négligeable et qu'on a le droit de considérer les parois du tambour comme étant le « bas » de la centrifugeuse.

Dès lors, on voit les multiples domaines d'application de cet appareil. Si nous voulons, par exemple, séparer les particules lourdes et légères d'un mélange, rien n'est mieux indiqué qu'une centrifugeuse. Chacun a entendu parler de « décantation d'un liquide trouble ». Si une eau polluée reste en repos pendant une durée suffisamment longue, les impuretés (généralement plus lourdes que l'eau) finiront par se déposer au fond. Mais ce processus de décantation peut durer des mois alors qu'à l'aide d'une bonne centrifugeuse on purifie l'eau instantanément.

Des centrifugeuses tournant à plusieurs mil-

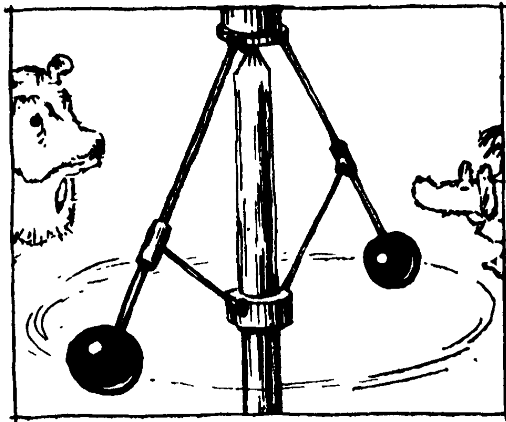


Fig. 2.13

liers de tours par minute sont capables de séparer les impuretés les plus fines tant dans l'eau que dans des liquides visqueux.

On les utilise dans l'industrie chimique pour séparer les cristaux de la solution qui les a générés, pour déshydrater les sels, pour épurer les vernis ; dans l'industrie alimentaire, pour séparer la mélasse du sucre cristallisé.

Les centrifugeuses utilisées pour séparer les particules solides ou fluides se trouvant en suspension dans une grande quantité de liquide sont appelés séparateurs. Les écrémeuses (séparateurs pour le lait) tournent à une vitesse comprise entre 2000 et 6000 tours par minute. Le diamètre du tambour peut atteindre 5 mètres.

La métallurgie pour sa part utilise largement la coulée centrifuge. Le métal en fusion est plaqué avec force contre les parois d'un moule tournant à 300 ou 500 tr/mn. On fabrique ainsi des tubes plus homogènes, dépourvus de soufflures ou autres défauts.

Et voici une autre application de la force-centrifuge. La figure 2.13 représente un régulat teur centrifuge, dispositif très simple servan. à régler la vitesse de rotation d'une machine-

Si la vitesse de rotation croît, la force centrifuge augmente et les boules du régulateur s'éloignent de l'axe. Les tirants reliés aux boules s'écar-

tent alors, et quand le déplacement atteint une valeur déterminée, ils peuvent commuter des contacts électriques ou, dans une machine à vapeur, ouvrir des soupapes qui laissent s'échapper la vapeur excédentaire. La vitesse de rotation diminue alors et les tirants reviennent à la position normale.

Faisons l'expérience suivante: découpons un disque dans du carton et fixons-le sur l'arbre d'un moteur électrique. Faisons démarrer le moteur et approchons du disque un morceau de bois. Bien que d'épaisseur assez grande, il est scié aussi facilement que s'il s'agissait d'une scie en acier.

Si quelqu'un essayait de scier du bois avec du carton en guise d'égoïne, voilà qui ferait sourire! Comment se fait-il alors que le même carton tournant coupe le bois? L'explication est la suivante: les particules de carton réparties suivant la circonférence sont soumises à une énorme force centrifuge. Les forces latérales qui pourraient déformer le plan du disque sont infimes en comparaison. Comme il garde un plan invariable, le disque en carton peut s'enfoncer dans le bois.

Nous avons déjà dit que la force centrifuge engendrée par la rotation de la Terre fait qu'un même corps possède un poids différent sous différentes latitudes.

A l'équateur, un objet pèse moins qu'au pôle et cela pour deux raisons. Tout d'abord les objets qui se trouvent à la surface de la Terre sont à des distances différentes de l'axe terrestre en fonction de la latitude du lieu. Il est clair que quand on passe du pôle à l'équateur cette distance augmente. Au pôle, l'objet se trouve sur l'axe de rotation et l'accélération centrifuge

$$a = 4\pi^2 n^2 R = 0$$

(la distance à l'axe de rotation $R = 0$). Sous l'équateur, au contraire, cette accélération est maximale : la force centrifuge réduit d'autant la force d'attraction et la pression qu'exerce un objet sur son support (le poids de l'objet) est minimale.

Si la Terre avait la forme exacte d'une sphère, un poids marqué d'un kilogramme transporté du pôle à l'équateur perdrait 3,5 gf. Il est facile de trouver ce chiffre d'après la formule

$$4\pi^2 n^2 Rm,$$

en posant $n = 1$ tour par 24 heures, $R = 6300$ km et $m = 1000$ g. Il ne faut pas oublier de ramener les unités de mesure aux secondes et aux centimètres.

Or, en réalité un poids marqué d'un kilogramme perd 5,3 gf et non 3,5 gf. C'est que la configuration de la Terre se rapproche le plus de la sphère aplatie qu'on appelle ellipsoïde. La distance du pôle au centre de la Terre est ainsi inférieure au rayon terrestre à l'équateur d'environ 1/300-ème de son rayon.

Cet aplatissement est d'ailleurs causé aussi par la force centrifuge. Agissant sur toutes les particules de la Terre, il y a longtemps qu'elle a « formé » notre planète, lui donnant cette forme aplatie.

FORCE DE CORIOLIS

L'originalité du monde des systèmes tournants ne se limite pas à l'existence des forces de pesanteur radiales. Nous allons examiner un phénomène non moins intéressant dont la théorie a été fournie en 1835 par le savant français Coriolis.

Posons-nous la question suivante : comment se présente un mouvement rectiligne depuis un laboratoire qui tourne ? Ses vues en plan successives sont représentées sur la figure 2.14. La ligne

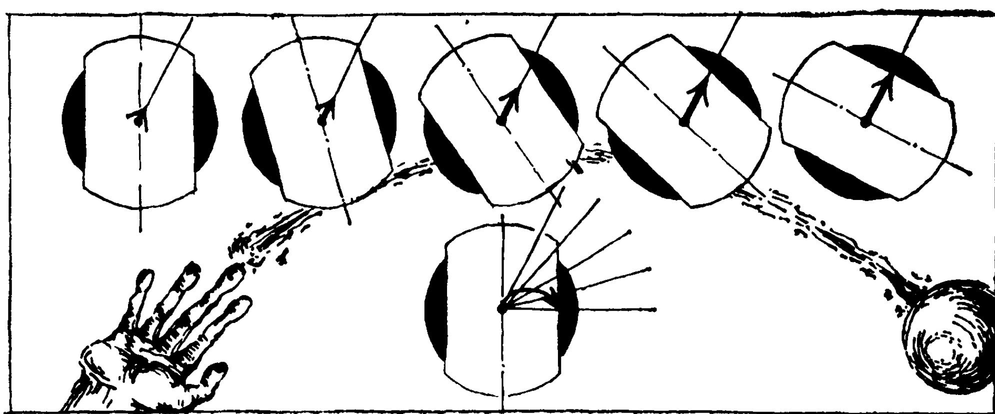


Fig. 2.14

passant par le centre correspond à la trajectoire rectiligne d'un corps quelconque. Prenons le cas où cette trajectoire passe par le centre de rotation du laboratoire. Le disque qui met le laboratoire en mouvement tourne d'une façon uniforme ; notre dessin représente cinq de ses positions par rapport à la trajectoire rectiligne. Ainsi se présentent les positions réciproques du laboratoire et de la trajectoire au bout d'une, deux, trois, etc., secondes. Le laboratoire, comme on le voit, tourne en sens contraire à celui des aigulles d'une montre si on le regarde d'en haut.

Sur les lignes qui figurent la trajectoire nous avons porté des flèches correspondant aux tronçons parcourus par le mobile en une, deux, trois, etc., secondes. En une seconde, il parcourt le même chemin, car il s'agit d'un mouvement uniforme et rectiligne (du point de vue d'un observateur immobile).

Imaginons que le mobile soit une sphère fraîchement couverte de peinture et qui roule sur un disque. Quelle sera la piste laissée sur le disque ? Le tracé que nous avons construit répond à cette question. Les points marqués par l'extrémité des flèches des cinq dessins sont reportés sur un sixième dessin. Il ne reste plus qu'à les réunir par une courbe régulière. Le résultat du

tracé ne doit pas nous étonner: le mouvement rectiligne et uniforme se présente, du point de vue d'un observateur qui tourne, comme un mouvement curviligne. La règle suivante attire notre attention: pendant tout le trajet le mobile a dévié vers la droite dans le sens du déplacement. Supposons maintenant que le disque tourne dans le sens des aiguilles d'une montre et proposons au lecteur de répéter la construction. Cette dernière permettra de voir qu'à présent, du point de vue d'un observateur qui tourne, le mobile se déplace vers la gauche dans le sens du déplacement.

Nous savons que la force centrifuge se manifeste dans tous les systèmes tournants. Ici, pourtant, elle ne peut pas être la cause de l'incurvation communiquée à la trajectoire puisqu'elle est toujours dirigée radialement. Cela signifie que dans les systèmes tournants, en plus de la force centrifuge, on voit apparaître une nouvelle force complémentaire et cette force s'appelle *force de Coriolis*.

Comment se fait-il que dans les exemples précédents nous n'ayons pas rencontré la force de Coriolis et que la seule force centrifuge nous ait suffi? C'est que jusque-là nous considérions le mouvement depuis un poste d'observation fixe alors que la nouvelle force n'apparaît que dans le cas d'un observateur tournant. D'ailleurs, même dans un système tournant les corps en repos ne sont sollicités que par la force centrifuge. Si la table de notre laboratoire tournant est fixée au plancher, seule la force centrifuge entre en jeu. Mais si une balle tombe de la table et roule sur le plancher du laboratoire tournant, en plus de la force centrifuge, nous devrons aussi compter avec la force de Coriolis.

De quelles grandeurs cette force dépend-elle? Nous pourrions la calculer, mais ces calculs sont

trop compliqués pour les présenter ici. Nous nous contenterons donc de décrire leurs résultats.

A la différence de la force centrifuge, dont la valeur dépend de la distance à l'axe de rotation, la force de Coriolis ne dépend pas de la position du mobile. Sa valeur est déterminée par la vitesse de celui-ci et par la direction de cette vitesse par rapport à l'axe de rotation. Si le mobile se déplace le long de l'axe de rotation, la force de Coriolis est nulle. Plus l'angle formé par le vecteur de la vitesse et l'axe de rotation est grand et plus la force de Coriolis est élevée. Elle devient maximale quand le corps se déplace perpendiculairement à l'axe.

Nous savons que le vecteur de la vitesse peut toujours être décomposé en ses composantes de façon à faire ressortir séparément les deux mouvements auxquels le mobile participe simultanément.

Si l'on décompose la vitesse du mobile en ses composantes $v_{\parallel}$ et $v_{\perp}$ respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe de rotation, le premier mouvement ne sera pas soumis à l'action de la force de Coriolis. La valeur F_C de cette force sera déterminée par la composante $v_{\perp}$. Les calculs nous donnent la formule

$$F_C = 4\pi n v_{\perp} m,$$

où m est la masse du corps et n le nombre de tours décrits par le système tournant en l'unité de temps. On voit d'après cette formule que la force de Coriolis est proportionnelle à la vitesse de rotation du système et à la vitesse du mobile proprement dit.

Le calcul permet aussi de déterminer sa direction. Elle est toujours perpendiculaire à l'axe de rotation et au sens du déplacement. Dans un système qui tourne en sens contraire à celui des

aiguilles d'une montre, elle est dirigée vers la droite dans le sens du déplacement.

La force de Coriolis explique un grand nombre de phénomènes curieux. La Terre n'étant pas un disque mais une sphère, les manifestations de cette force sont plus compliquées. Elles apparaissent notamment dans les mouvements suivant la surface terrestre ou lorsqu'un corps tombe sur la Terre.

Ce dernier, en effet, tombe-t-il exactement suivant la verticale ? Pas tout à fait. Ce cas particulier ne se rencontre strictement qu'au pôle où la direction du mouvement du corps et l'axe de rotation de la Terre coïncident et où, pour cette raison, la force de Coriolis n'entre pas en jeu. Il en va autrement pour l'équateur où la direction du mouvement forme un angle droit avec l'axe terrestre. Si l'on se place de façon à regarder depuis le pôle Nord, la rotation de la Terre a lieu dans le sens contraire à celui des aiguilles d'une montre. Un corps tombant en chute libre doit donc dévier à droite dans le sens du déplacement, c'est-à-dire vers l'Est. La valeur de cette déviation, qui est à son maximum sous l'équateur, diminue lorsqu'on se déplace vers le pôle pour atteindre zéro au pôle proprement dit.

Nous allons calculer la valeur de l'écart sous l'équateur. Comme un corps tombant en chute libre se déplace avec une vitesse uniformément accélérée, la force de Coriolis croît au fur et à mesure qu'on se rapproche du sol. Pour cette raison, nous nous limiterons à un calcul approximatif. Si un objet tombe d'une hauteur de 80 m, la chute dure environ 4 secondes (d'après la formule $t = \sqrt{2h/g}$). La vitesse moyenne de la chute sera de 20 m/s.

Dans la formule de la force de Coriolis $4\pi nv$, remplaçons v par sa valeur. Convertissons $n = 1$ tour par 24 heures en nombre de tours par

seconde. Vingt-quatre heures comportent $24 \cdot 3600$ secondes, autrement dit, n est égal à $\frac{1}{86400}$ tr/s et, par suite, l'accélération due à la force de Coriolis est de $\frac{\pi}{1080}$ m/s^2. Le trajet parcouru en quatre secondes avec une telle accélération est de $\frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{1080} \cdot 4^2 = 2{,}3$ cm. C'est la valeur de l'écart vers l'Est de notre exemple. Le calcul exact, qui tient compte de la non-uniformité de la chute, donne un chiffre proche, quoique un peu différent.

Si la déviation d'un corps tombant en chute libre est maximale sous l'équateur et nulle aux pôles, c'est le phénomène inverse qui se passe pour un mobile qui se déplace dans le plan horizontal.

Une aire horizontale choisie au pôle Nord ou au pôle Sud ne diffère en rien du disque tournant par lequel nous avons commencé l'étude de la force de Coriolis. Le mobile qui parcourra une telle aire sera écarté à droite dans le sens du déplacement au pôle Nord et à gauche dans le sens du déplacement au pôle Sud. En utilisant la formule précédente, le lecteur calculera facilement qu'une balle quittant le fusil avec une vitesse initiale de 500 m/s déviera dans le plan horizontal de 3,5 cm au bout d'une seconde (ce qui correspond à un trajet de 500 m).

Mais pourquoi sous l'équateur la déviation dans le plan horizontal doit-elle être nulle? L'évidence de ce phénomène tombe sous le sens. Si au pôle Nord le mobile dévie à droite dans le sens du déplacement et au pôle Sud il dévie à gauche, on voit qu'à égale distance des pôles, c'est-à-dire à l'équateur, la déviation doit être nulle.

Rappelons-nous l'expérience du pendule de Foucault. Un pendule installé au pôle maintient

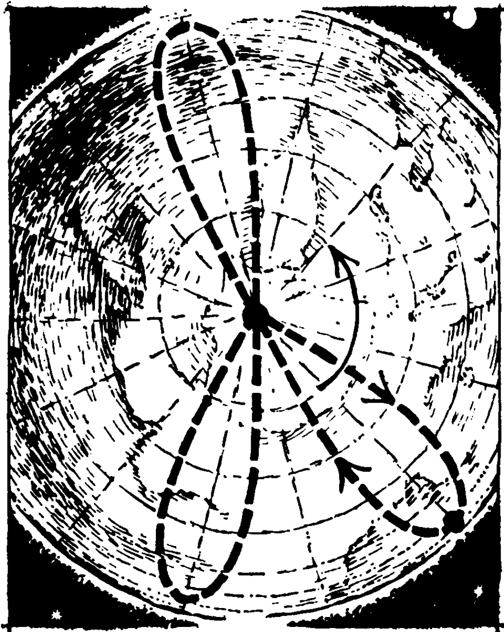


Fig. 2.15

ses oscillations dans le même plan. C'est la Terre qui se dérobe sous lui en tournant. Du moins est-ce l'explication que donne à l'expérience de Foucault un observateur stellaire. Mais un observateur qui tourne avec le globe terrestre l'expliquera par l'intervention de la force de Coriolis. Cette dernière, en effet, est dirigée perpendiculairement à l'axe de la Terre et à la direction du mouvement oscillatoire ; autrement dit, elle s'applique perpendiculairement au plan d'oscillation du pendule et le fera tourner continuellement. Il n'est pas difficile de faire en sorte que l'extrémité du pendule reproduise sur le sol la trajectoire du mouvement. On obtient la rosette indiquée sur la figure 2.15. Sur ce dessin, au bout d'une période et demie d'oscillation la « Terre » a décrit un quart de tour. En réalité, le pendule de Foucault tourne beaucoup plus lentement et au pôle, son plan d'oscillation ne tournera en une minute que d'un quart de degré. Au pôle Nord ce sera la rotation à droite par rapport à la marche du pendule et au pôle Sud la rotation à gauche. Aux latitudes d'Europe centrale, la force de Coriolis sera moins sensible

qu'à l'équateur. Dans l'exemple que nous avons cité, la balle déviera de 2,5 cm au lieu de 3,5 cm. En une minute le pendule de Foucault tournera d'environ 1/6 de degré.

Faut-il que les artilleurs tiennent compte de la force de Coriolis? Pendant la première guerre mondiale la « grosse Bertha » se trouvait à 110 km de Paris. L'écart dû à la force de Coriolis atteignait dans ce cas 1600 mètres, ce qui est déjà une valeur appréciable.

Si un missile est propulsé à une grande distance sans tenir compte de cette force, l'écart sera considérable. Non pas que la force soit grande (pour un missile de 10 tonnes animé d'une vitesse de 1000 km/h la force de Coriolis sera d'environ 25 kgf), mais parce qu'elle agit de façon continue pendant un temps prolongé.

Il est certain, par exemple, que le vent peut avoir un effet non moins grand sur un missile balistique. D'une façon générale, la correction que l'on doit introduire dépend à la fois du vent, de la force de Coriolis et de l'imperfection de l'avion ou du missile.

Outre l'aviation et l'artillerie, dans quel corps de métier doit-on encore tenir compte de l'effet de Coriolis? Aussi étrange que cela paraisse, chez les cheminots! Sous l'action de la force de Coriolis, un rail s'use de l'intérieur beaucoup plus vite que l'autre. On a vite réalisé que dans l'hémisphère Nord ce sera le rail droit (par rapport au mouvement) et dans l'hémisphère Sud le rail gauche. Seuls les ingénieurs des transports ferroviaires des pays équatoriaux n'ont pas à se préoccuper de ce phénomène.

L'érosion de la rive droite que l'on constate sur les cours d'eau de l'hémisphère Nord a la même origine. C'est souvent le cas aussi pour les déviations du lit des fleuves: dans l'hémisphère

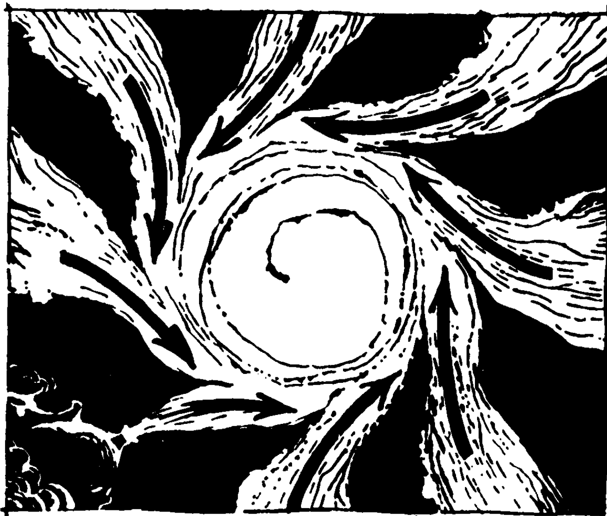


Fig. 2.16

Nord, ils préfèrent contourner les obstacles du côté droit.

On sait que les courants d'air se dirigent vers les zones de basses pressions atmosphériques. Mais pourquoi les vents qui en résultent ont-ils reçu le nom de cyclone ? La racine de ce mot semblerait indiquer qu'il s'agit d'un mouvement circulaire (cyclique).

Eh bien, c'est exactement ce qui se passe: une zone de basse pression atmosphérique donne toujours naissance à un mouvement circulaire des masses d'air (fig. 2.16). Là encore, il faut en chercher la cause dans l'action de la force de Coriolis. Dans l'hémisphère Nord, tous les courants aériens convergeant vers des zones de basses pressions dévient vers la droite dans le sens du

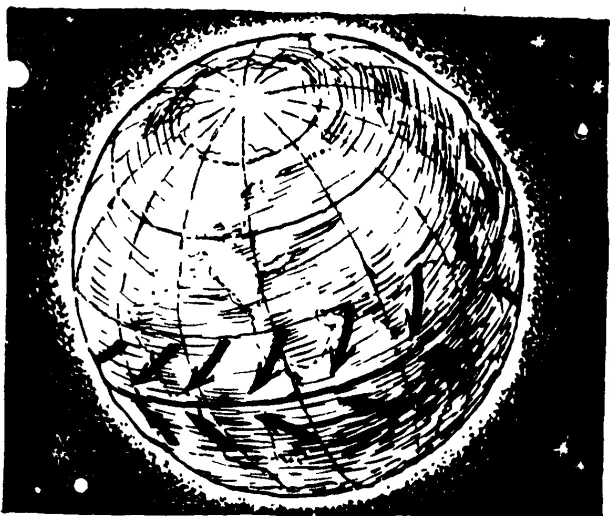


Fig. 2.17

déplacement. Regardez la figure 2.17 et vous verrez que cela se solde par une déviation vers l'Ouest des vents (les alizés) soufflant dans les deux hémisphères des tropiques à l'équateur.

Comment se fait-il qu'une force aussi réduite joue un rôle si important dans le mouvement des masses d'air ?

On l'explique par la faible valeur des forces de frottement. L'air est un agent très mobile et une petite force agissant de façon continue suffit à provoquer un effet considérable.

CHAPITRE 3

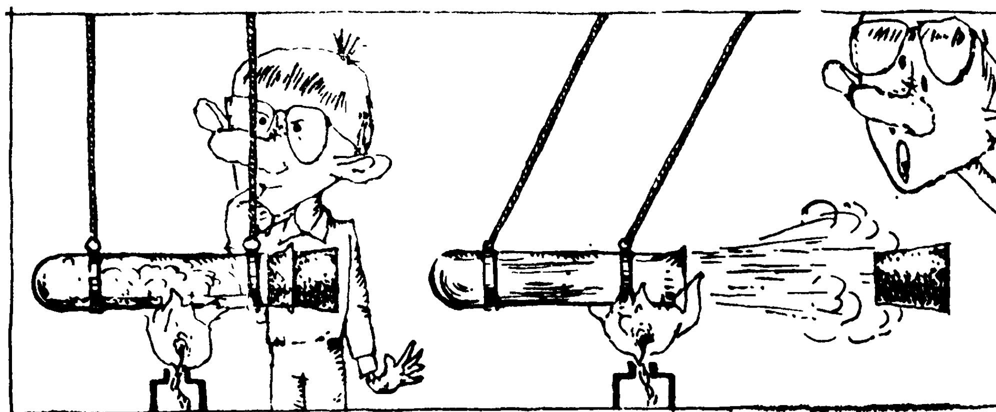
LOIS DE CONSERVATION

RECUL

Inutile d'avoir fait la guerre pour savoir que lorsqu'on tire un coup de canon, la pièce effectue un brusque recul. Quand on tire un coup de fusil, la crosse frappe de même l'épaule. Mais nous pouvons très bien faire connaissance avec le phénomène du recul sans avoir recours à une arme à feu. Remplissons d'eau une éprouvette, obturons-la avec un bouchon et à l'aide de deux fils suspendons-la dans la position horizontale (fig. 3.1). Approchons un réchaud de l'éprouvette ; l'eau commence bientôt à bouillir et au bout de quelques minutes le bouchon part avec bruit d'un côté, tandis que l'éprouvette s'écarte de l'autre côté.

La force qui a éjecté le bouchon de l'éprouvette, c'est la pression de la vapeur. Et la force qui a écarté l'éprouvette, c'est également la pression de la vapeur. Les deux mouvements ont été engendrés par une même force. La même chose se pro-

Fig. 3.1



duit quand on tire un coup de canon, avec cette différence que ce sont les gaz résultant de la combustion de la poudre qui agissent et non pas la vapeur.

Le phénomène du recul résulte nécessairement de la règle de l'égalité de l'action et de la réaction. Si la vapeur agit sur le bouchon, le bouchon à son tour agit sur la vapeur mais en sens inverse et la vapeur transmet cette réaction à l'éprouvette.

Peut-être cette objection vous vient-il à l'esprit : est-il possible qu'une même force donne des résultats aussi différents ? Le fusil recule à peine, tandis que la balle vole loin. Nous espérons, cependant, que notre lecteur ne fera pas de remarques pareilles. Il est clair que des forces identiques peuvent amener des résultats divers : l'accélération communiquée à un corps (qui n'est rien d'autre que le résultat de l'action de la force) est inversement proportionnelle à la masse de celui-ci. Nous devons écrire l'accélération de l'un des corps (obus, balle ou bouchon) sous la forme $a_1 = F/m_1$, tandis que l'accélération du corps qui a effectué un recul (canon, fusil ou éprouvette) sera $a_2 = F/m_2$. Vu que la force est la même, nous arrivons à une déduction importante : les accélérations reçues lors de l'interaction de deux corps participant à un coup de feu sont inversement proportionnelles à leurs masses :

$$a_1/a_2 = m_2/m_1.$$

Cela veut dire que l'accélération communiquée au canon au moment du recul est inférieure à l'accélération de l'obus éjecté dans la même proportion que la masse du canon est supérieure à celle de l'obus.

Les accélérations de la balle et du fusil au moment du recul durent autant que le projectile se déplace dans le canon. Désignons ce temps par

la lettre t. Au bout de cet intervalle de temps, le mouvement accéléré est remplacé par un mouvement uniforme. Pour simplifier les choses, admettons que l'accélération est invariable. La vitesse avec laquelle la balle quitte le canon du fusil sera alors $v_1 = a_1 t$, et la vitesse du recul $v_2 = a_2 t$. Comme la durée de l'accélération est la même dans les deux cas, on a $v_1/v_2 = a_1/a_2$ et par suite

$$v_1/v_2 = m_2/m_1.$$

Les vitesses avec lesquelles les corps se séparent après l'interaction seront inversement proportionnelles aux masses de ces corps.

Si l'on se souvient du caractère vectoriel de la vitesse, on peut écrire la relation précédente comme suit : $m_1 \mathbf{v}_1 = - m_2 \mathbf{v}_2$; le signe « moins » montre que les vitesses $\mathbf{v}_1$ et $\mathbf{v}_2$ sont dirigées en sens opposés.

Finalement, écrivons cette égalité encore une fois en faisant passer les produits des masses par les vitesses du même côté:

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = 0.$$

LOI DE CONSERVATION DE L'IMPULSION

Le produit de la masse d'un corps par sa vitesse s'appelle l'impulsion (on dit également quantité de mouvement). Comme la vitesse est un vecteur, l'impulsion est également une grandeur vectorielle. Il est clair que le sens de l'impulsion coïncide avec le sens de la vitesse du corps.

En se servant de cette nouvelle notion, la loi de Newton $F = ma$ peut trouver une expression différente. Etant donné que $a = \frac{v_2 - v_1}{t}$, on a $F = \frac{mv_2 - mv_1}{t}$, ou $Ft = mv_2 - mv_1$. Le

produit de la force par la durée de son action est égal à la variation de l'impulsion.

Revenons au phénomène du recul.

Nous pouvons formuler maintenant d'une façon abrégée les résultats de notre analyse du recul d'un canon: la somme des impulsions du canon et de l'obus après le coup de feu reste nulle, comme elle l'était avant le coup de feu quand le canon et l'obus se trouvaient au repos.

Les vitesses entrant dans l'équation $m_1 v_1 + m_2 v_2 = 0$ sont les vitesses considérées aussitôt après le coup de feu. Pendant le mouvement ultérieur, l'obus et le canon seront soumis à la force de la pesanteur, à la résistance de l'air, et le canon subira également la force du frottement contre le sol. Ce n'est que si le coup de canon était tiré dans le vide, la pièce étant aussi suspendue dans le vide, que le mouvement aux vitesses v_1 et v_2 durerait indéfiniment. Le canon partirait dans un sens et l'obus dans l'autre.

De nos jours, l'artillerie utilise largement des canons installés sur un châssis et tirant en marche. A quels changements devrons-nous procéder pour que l'équation trouvée soit valable pour ce genre de canon? Nous pouvons écrire

$$m_1 u_1 + m_2 u_2 = 0,$$

où u_1 et u_2 sont les vitesses de l'obus et du canon par rapport au châssis en mouvement. Si la vitesse du châssis est désignée par V, les vitesses du canon et de l'obus par rapport à un observateur arrêté seront respectivement $v_1 = u_1 + V$ et $v_2 = u_2 + V$.

En remplaçant u_1 et u_2 par leur valeur, on obtient:

$$(m_1 + m_2) V = m_1 v_1 + m_2 v_2.$$

Dans le second membre de l'égalité nous avons la somme des impulsions de l'obus et du canon

après le coup de feu. Et dans le premier membre? Avant le tir, le canon et l'obus, d'une masse totale $m_1 + m_2$, se déplacent ensemble avec la vitesse V. Dans le premier membre aussi nous avons donc l'impulsion totale de l'obus et du canon, mais avant le tir.

Nous avons démontré une loi de la nature très importante, appelée loi de conservation de l'impulsion (ou de la quantité de mouvement). Nous l'avons fait pour une interaction mettant en jeu deux mobiles, mais il est facile de prouver que l'on obtient le même résultat pour un nombre quelconque de mobiles. Quel est le sens de cette loi? La loi de conservation de l'impulsion affirme que la somme des impulsions de plusieurs corps en interaction ne change pas à l'issue de cette interaction.

On voit que cette loi n'est valable que si le groupe de mobiles intéressé n'est pas sollicité par d'autres forces. Un groupe de ce genre est dit fermé.

Au moment du tir, le fusil et la balle se comportent comme un groupe fermé de deux corps, bien qu'ils subissent l'action de l'attraction terrestre. Le poids de la balle, en comparaison de la force des gaz de combustion de la poudre, est petit et le phénomène du recul aura lieu suivant les mêmes lois indépendamment de l'endroit d'où le coup de fusil est tiré: sur la Terre ou à bord d'une fusée lancée dans l'espace interplanétaire.

La loi de conservation de l'impulsion permet de résoudre aisément divers problèmes sur la collision des corps. Essayons d'atteindre une boule d'argile lancée en l'air avec une autre boule d'argile: elles se colleront et continueront le mouvement ensemble; si l'on tire un coup de fusil dans une boule de bois, cette dernière se mettra à rouler en entraînant la balle

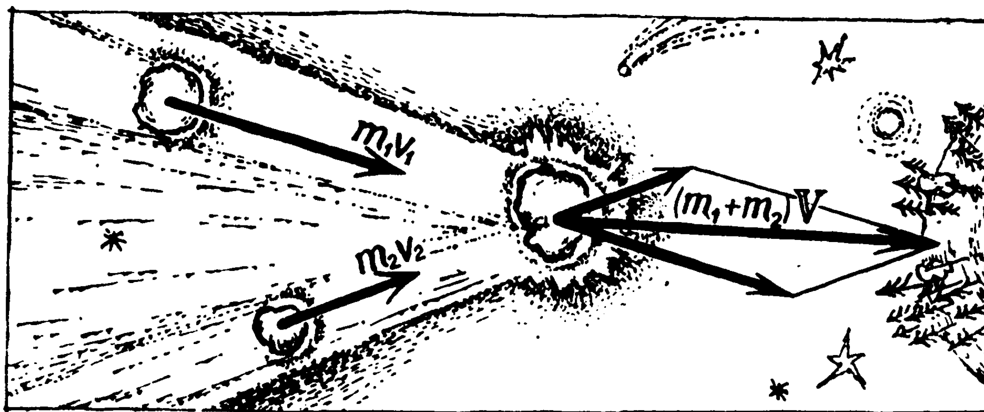


Fig. 3.2

dans son mouvement ; une berline se met en marche quand un homme saute dedans au pas de course. Tous ces exemples ont un air de famille aux yeux du physicien. La règle qui lie les vitesses des mobiles dans des collisions de ce genre s'obtient directement de la loi de conservation de l'impulsion.

Les impulsions des mobiles avant la collision étaient respectivement m_1v_1 et m_2v_2 ; après la collision, les mobiles se sont réunis et leur masse totale est devenue $m_1 + m_2$. Désignons la vitesse des mobiles associés par V. Nous obtenons alors :

$$m_1v_1 + m_2v_2 = (m_1 + m_2)V,$$

ou

$$V = \frac{m_1v_1 + m_2v_2}{m_1 + m_2}.$$

N'oublions pas le caractère vectoriel de la loi de conservation de l'impulsion. Les impulsions mv qui figurent au numérateur doivent être additionnées comme des vecteurs.

Sur la figure 3.2, nous voyons l'impact « d'association » de deux corps qui se déplacent sous un certain angle l'un par rapport à l'autre. Pour trouver la valeur de la vitesse, il faut diviser la longueur de la diagonale du parallélo-

gramme construit avec les vecteurs des impulsions des mobiles qui se rencontrent par la somme de leurs masses.

MOUVEMENT À RÉACTION

L'homme se déplace en prenant appui sur le sol ; une barque avance parce que les rameurs prennent appui sur l'eau avec leurs rames ; un bateau à moteur utilise à cette fin des hélices. Le train sur ses rails, l'automobile sur sa route font de même ; il n'est que se souvenir des difficultés qu'une auto rencontre pour démarrer quand la route est verglacée.

Nous voyons ainsi que disposer d'un point d'appui dont on pourra se repousser semble être la condition indispensable de tout mouvement ; même un avion se déplace en repoussant l'air avec son hélice.

Mais en est-il bien ainsi ? N'existerait-il pas un stratagème qui nous permette de nous déplacer sans prendre appui sur quoi que ce soit ? Si vous savez patiner, vous pouvez vous convaincre sans difficulté que la chose est possible. Prenez en main un bâton assez lourd et mettez-vous debout sur la glace. Jetez le bâton devant vous et — que pensez-vous qu'il va arriver ? — vous partirez en arrière bien que vous n'ayez pas esquissé le moindre mouvement d'attaque de la glace.

Le phénomène du recul que nous avons étudié plus haut nous donne la clé du mouvement sans appui. Le recul nous permet d'accélérer aussi le mouvement dans le vide, là où il est vraiment impossible de prendre appui sur quoi que ce soit.

Le recul provoqué par un jet de vapeur qui s'échappe d'un récipient (réaction du jet) était déjà connu dans l'Antiquité, où l'on s'en ser-

Fig. 3.3



vait pour créer d'amusants jouets. La figure 3.3 représente une turbine à vapeur inventée au deuxième siècle avant notre ère. On plaçait une chaudière sphérique sur un axe vertical. En s'échappant par des tuyaux coudés, la vapeur poussait ces tuyaux en sens inverse et la sphère tournait.

De nos jours l'utilisation du mouvement à réaction a franchi depuis longtemps le stade des curiosités. Si le XXe siècle est parfois appelé le siècle de l'énergie atomique, il mérite autant d'être appelé celui du moteur à réaction de grande puissance, en effet, des perspectives qu'il ouvre sont encore difficiles à cerner avec exactitude. Il ne s'agit pas seulement d'une révolution dans la construction aéronautique, il s'agit aussi de l'ouverture de contacts directs de l'homme avec l'Univers.

Le principe du mouvement à réaction a permis de créer des avions volant à la vitesse de plusieurs milliers de kilomètres à l'heure, des missiles s'élevant à plusieurs centaines de kilomètres d'altitude, des satellites artificiels de la Terre et des fusées interplanétaires.

Le moteur à réaction est une machine qui éjecte avec force les gaz formés par la combustion d'un carburant. La fusée se déplace en sens inverse à celui du jet de gaz.

A quoi est égale la poussée qui projette la fusée dans l'espace? Nous savons qu'une force est égale à la variation d'impulsion par unité de temps. Selon la loi de la conservation, l'impulsion d'une fusée varie de la valeur de l'impulsion mv du gaz éjecté.

Cette loi de la nature permet de calculer, par exemple, la relation qui existe entre la poussée et la dépense en combustible nécessaire pour l'assurer. On devra pour cela se fixer d'avance une vitesse approximative d'écoulement des produits de combustion. Admettons à titre d'exemple les chiffres suivants: les gaz sont éjectés à 2000 m/s et leur quantité est de 10 tonnes par seconde; la poussée, dans ce cas, sera d'environ $2 \cdot 10^{12}$ dynes, c'est-à-dire 2000 tf en chiffres ronds.

Déterminons maintenant la variation de vitesse d'une fusée qui se déplace dans l'espace interplanétaire.

L'impulsion ΔM de la masse de gaz éjecté à la vitesse u est égale à $u \cdot \Delta M$. L'impulsion d'une fusée de masse M augmente alors d'une valeur $M \cdot \Delta V$. Selon la loi de conservation, ces deux grandeurs sont égales:

$$u \cdot \Delta M = M \cdot \Delta V,$$

c'est-à-dire

$$\Delta V = u \frac{\Delta M}{M}.$$

Mais si nous voulons calculer la vitesse d'une fusée dans le cas où les masses éjectées sont comparables à celle de la fusée, cette formule, prévoyant une masse invariable de la fusée, n'est plus valable. Il n'en demeure pas moins ce résul-

tat important: pour des variations relatives identiques de la masse la vitesse augmente d'une même valeur.

Le lecteur initié aux principes du calcul intégral obtient immédiatement la formule exacte:

$$V = u \ln \frac{M_{\text{init}}}{M} = 2{,}3u \lg \frac{M_{\text{init}}}{M}.$$

Si vous avez sous la main une règle à calcul, vous constatez que si la masse de la fusée diminue de moitié, sa vitesse atteindra 0,7 u.

Pour porter la vitesse à 3 u, il faut brûler une masse de matière $m = \frac{19}{20} M$. Autrement dit, à 3 u — soit 6 à 8 kilomètres par seconde — la fusée ne peut conserver que 1/20 de sa masse.

Pour atteindre 7 u, la masse de la fusée doit diminuer de 1000 fois pendant la période active.

Ces calculs nous mettent en garde contre une tendance inconsidérée à augmenter la masse du combustible que la fusée peut emporter. Plus nous prendrons de combustible, plus il nous faudra en brûler. Si la vitesse d'écoulement des gaz reste sans changement, tout gain de vitesse de la fusée est difficile à obtenir. Le problème des grandes vitesses dépend donc essentiellement de la vitesse d'écoulement des gaz. De ce point de vue, l'utilisation des moteurs à combustible nucléaire est appelée à jouer un rôle important.

Quand on ne peut plus augmenter la vitesse d'écoulement des gaz, il est encore possible d'obtenir un gain de vitesse pour une même masse de combustible en utilisant des fusées à plusieurs étages. Dans les fusées à étage unique la masse du combustible diminue, tandis que les réservoirs vides deviennent un poids mort. L'accélération de la masse des réservoirs devenus inutiles nécessite une énergie complémentaire. Il est alors rationnel de larguer les réservoirs dès que leur

contenu a été consommé. Dans les fusées modernes à plusieurs étages on largue non seulement les réservoirs et les tuyauteries des étages ayant fini de fonctionner, mais aussi leurs moteurs.

Certes, il eût été préférable de se débarrasser continuellement de la masse devenue inutile. Mais pour le moment on n'en connaît pas encore le moyen. Nous savons qu'à plafond égal, une fusée à trois étages peut bénéficier au départ d'un poids six fois inférieur à celui d'une fusée à étage unique. La fusée « continue », elle, améliorerait ce gain de poids d'encore 15% par rapport à la fusée à trois étages.

LE MOUVEMENT SOUS L'ACTION DE LA PESANTEUR

Nous allons laisser rouler un petit chariot consécutivement sur deux plans inclinés très lisses. L'une des planches sera beaucoup plus courte que l'autre, toutes deux s'appuieront par un bout sur le même appui. Nous aurons ainsi une pente raide et une pente douce. Les extrémités des planches, lieu de départ du chariot, se trouveront à la même hauteur. A votre avis, sur quelle planche le chariot va-t-il acquérir la plus grande vitesse ? D'aucuns diront que c'est sur la planche dont la pente est plus forte.

L'expérience montre qu'ils se sont trompés : la vitesse du chariot est la même dans les deux cas. Tant qu'un mobile se déplace sur un plan incliné, il se trouve sous l'action d'une force constante, qui n'est autre que la composante de la pesanteur, dirigée dans le sens du mouvement (fig. 3.4). La vitesse v qu'acquiert un mobile se déplaçant avec une accélération a sur un trajet S est égale à $v = \sqrt{2aS}$.

D'où voit-on que cette valeur ne dépend pas de l'angle d'inclinaison du plan ? Sur la figure

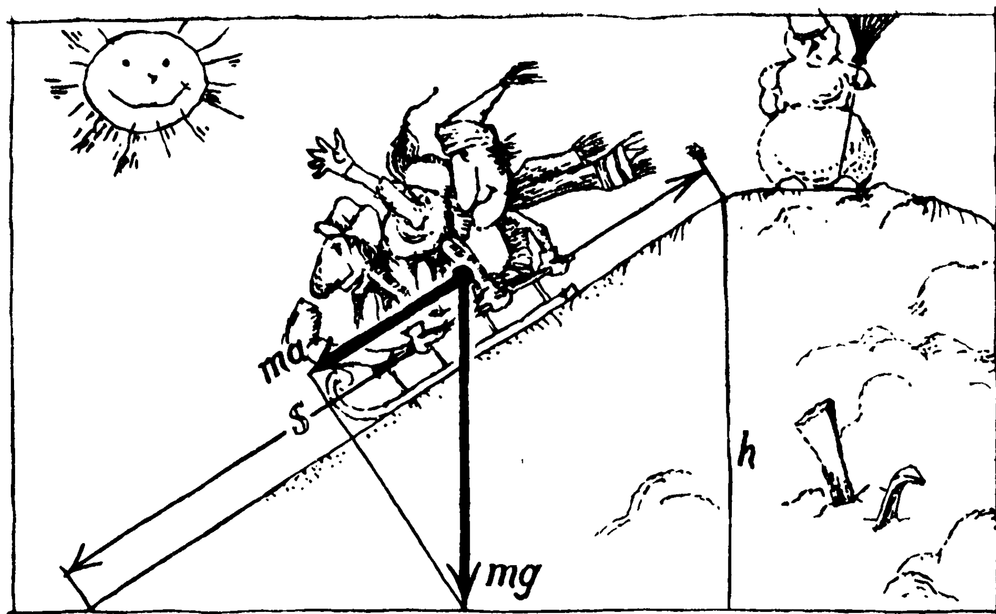


Fig. 3.4

3.4, nous avons deux triangles. L'un d'eux représente le plan incliné. Le petit côté de ce triangle, désigné par la lettre h, correspond à la hauteur depuis laquelle commence le mouvement; l'hypoténuse S est le chemin parcouru par le corps animé d'un mouvement accéléré. Le petit triangle des forces de côté ma et d'hypoténuse mg et le grand triangle sont semblables vu qu'ils sont rectangles et que leurs angles, ayant leurs côtés respectivement perpendiculaires, sont égaux. Le rapport des côtés est donc égal au rapport des hypoténuses, soit

$$\frac{h}{ma}=\frac{S}{mg}, \quad \text{ou} \quad aS=gh.$$

Nous avons montré que le produit aS et, par conséquent, la vitesse du corps au terme de sa course le long du plan incliné, ne dépendent pas de l'angle d'inclinaison mais seulement de la hauteur à laquelle le mouvement débute. La vitesse est $v=\sqrt{2gh}$ pour tous les plans inclinés, à la seule condition que le mouvement ait son origine à la même hauteur h. On voit qu'elle

se trouve être égale à la vitesse d'un corps tombant en chute libre depuis la hauteur h.

Mesurons la vitesse en deux points du plan incliné : aux hauteurs h_1 et h_2. Soit v_1 la vitesse du corps au premier point et v_2 sa vitesse au second point.

Si h est la hauteur initiale, le carré de la vitesse du corps au premier point sera $v_1^2 = 2g(h - h_1)$ et au second point $v_2^2 = 2g(h - h_2)$. En retranchant la première équation de la seconde, nous trouverons la relation qui relie les vitesses au début et à la fin d'une portion quelconque du plan incliné à la hauteur de ces points :

$$v_2^2 - v_1^2 = 2g(h_1 - h_2).$$

La différence des carrés des vitesses ne dépend que de la différence de hauteur. Notons que l'équation obtenue est également valable pour un mouvement ascendant ou descendant. Si la première hauteur est inférieure à la seconde (montée), la seconde vitesse est inférieure à la première.

On peut écrire cette formule de la façon suivante :

$$\frac{v_1^2}{2} + gh_1 = \frac{v_2^2}{2} + gh_2.$$

Nous voulons souligner ainsi que la somme du demi-carré de la vitesse et de la hauteur multipliée par g reste la même pour tout point du plan incliné. On peut dire que la valeur $\frac{v^2}{2} + gh$ reste constante pendant toute la durée du mouvement.

Le plus remarquable dans la loi que nous venons d'établir, c'est qu'elle est valable pour un mouvement sans frottement ayant place sur n'importe quelle pente et, en général, sur un chemin quelconque où alternent les montées et

les descentes les plus différentes. Ceci provient du fait que tout trajet peut être divisé en tronçons rectilignes. Plus les tronçons seront petits et plus la ligne brisée se rapprochera d'une courbe. Chaque portion de droite pouvant être considérée comme une partie d'un plan incliné, rien ne nous empêche d'appliquer notre règle.

Ainsi, la somme $\frac{v^2}{2} + gh$ est la même en un point quelconque de la trajectoire. C'est pour cette raison que la variation du carré de la vitesse ne dépend ni de la configuration ni de la longueur du chemin parcouru, mais uniquement de la différence de hauteur des points correspondant au début et à la fin du mouvement.

Le lecteur va peut-être penser que notre conclusion ne semble pas coïncider avec l'expérience quotidienne. Il arrive que sur un long chemin en pente douce, au lieu d'accélérer, un mobile finisse par s'arrêter. C'est exact, mais n'oubliez pas que dans tous nos raisonnements nous n'avons pas tenu compte du frottement. La formule ci-dessus est valable pour un mouvement ayant place dans le champ de la pesanteur terrestre, la pesanteur étant l'unique force à intervenir. Si les forces de frottement sont petites, la loi que nous venons de déduire est valable. Sur une pente de glace bien lisse un traîneau chaussé de patins métalliques glisse avec un très petit frottement. On peut aménager une « montagne russe » commençant par une pente très raide pour prendre de la vitesse et se poursuivant en bosses fantaisistes. En l'absence totale de frottement, la fin de la glissade (lorsque le traîneau s'arrêtera de lui-même) aurait lieu à une hauteur égale à la hauteur initiale. Mais puisqu'il est impossible d'éviter le frottement, le point où le mouvement du traîneau commence sera plus haut que le point où il s'arrête.

Cette loi, qui établit que dans un mouvement soumis à l'unique action de la pesanteur la vitesse finale ne dépend pas de la forme de la trajectoire, sert à résoudre plus d'un problème intéressant.

Au cirque, la « boucle de la mort » est une attraction classique. Un cycliste ou un chariot portant un acrobate prend son élan d'une plate-forme élevée. Plongée accélérée, remontée. L'acrobate évolue maintenant la tête en bas. Une nouvelle descente et le looping est terminé. Le problème qui se pose à l'ingénieur du cirque est le suivant : quelle doit être la hauteur de la plate-forme pour que l'acrobate ne tombe pas au point le plus haut de la boucle ? Nous connaissons la condition : la force centrifuge qui maintient l'acrobate contre la piste doit équilibrer la force de la pesanteur dirigée en sens inverse. On a donc $mg \leqslant mv^2/r$, où r est le rayon de la boucle et v la vitesse au point supérieur. Pour atteindre cette vitesse, il faut commencer le mouvement à un endroit situé au-dessus du point le plus élevé de la boucle d'une certaine valeur h. La vitesse initiale étant nulle, on a au point supérieur de la boucle $v^2 = 2\,gh$. Mais, d'autre part, $v^2 \geqslant gr$. La hauteur h et le rayon de la boucle sont donc réunis par la relation $h \geqslant r/2$. Le haut de la plate-forme devra dépasser le point supérieur de la boucle d'une valeur qui ne peut être inférieure à la moitié de son rayon. Enfin, tenant compte des forces de frottement inévitables, il faudra prévoir une certaine marge de sécurité.

Et voici un autre problème. Prenons une demi-sphère que nous aurons choisie très lisse afin que le frottement soit minimal. A son sommet plaçons un petit objet et par un choc minime donnons-lui la possibilité de glisser sur la demi-sphère. A un moment donné, l'objet va se séparer de la demi-sphère et commencera à tomber.

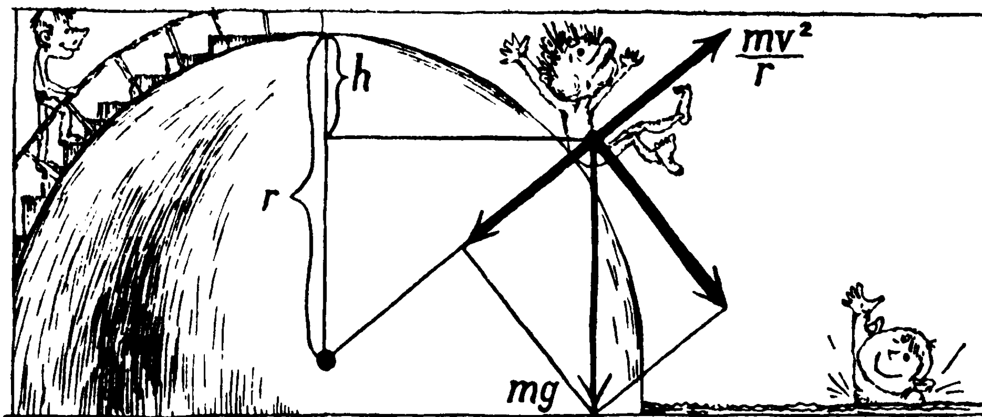


Fig. 3.5

Nous pouvons déterminer facilement l'instant où le corps va quitter la surface de la demi-sphère : c'est l'instant où la force centrifuge est égale à la composante du poids suivant le rayon de la demi-sphère (l'objet cesse alors d'exercer une pression sur la demi-sphère et la séparation se produit). Le tracé de la figure 3.5 fait apparaître deux triangles semblables ; on a représenté l'instant de séparation. En établissant le rapport du côté à l'hypoténuse dans le triangle des forces et en l'égalant au rapport correspondant des côtés de l'autre triangle, on a :

$$\frac{mv^2/r}{mg} = \frac{r-h}{r}.$$

Dans cette expression, r est le rayon de la demi-sphère et h la dénivellation entre le début et la fin du glissement. Utilisons maintenant la loi établissant l'indépendance de la vitesse finale de la forme du chemin parcouru. Vu que la vitesse initiale est supposée nulle, on a $v^2 = 2gh$. Introduisons cette valeur dans la proportion écrite plus haut et procédons aux simplifications pour trouver : $h = r/3$. Ainsi, l'objet se séparera de la demi-sphère à une hauteur inférieure au sommet de la demi-sphère d'un tiers du rayon.

LOI DE CONSERVATION DE L'ÉNERGIE MÉCANIQUE

Les exemples ci-dessus nous ont montré à quel point il est précieux de connaître une grandeur dont la valeur numérique ne change pas (reste constante) pendant le mouvement.

Pour le moment, nous en connaissons une pour un seul corps. Et si nous avons affaire à plusieurs mobiles solidaires dans le champ de la pesanteur ? Il est visiblement impossible d'admettre que l'expression $\frac{v^2}{2} + gh$ reste valable pour chacun d'eux, car en plus de la pesanteur, il faut tenir compte maintenant des interactions. Mais peut-être que la somme de ces expressions, prise pour le groupe de corps considéré, reste constante ?

Nous allons montrer que cette hypothèse est fausse. Il existe une grandeur invariable dans le mouvement de plusieurs corps, mais ce n'est pas la somme

$$\left(\frac{v^2}{2} + gh\right)_{\text{corps 1}} + \left(\frac{v^2}{2} + gh\right)_{\text{corps 2}} + \ldots$$

Elle est égale à la somme des mêmes expressions multipliées par la masse des corps correspondants ; autrement dit, c'est la somme

$$m_1\left(\frac{v^2}{2} + gh\right)_1 + m_2\left(\frac{v^2}{2} + gh\right)_2 + \ldots$$

qui se conserve.

Pour prouver cette importante loi de la mécanique, examinons l'exemple suivant.

Un corps de grande masse M et un corps de petite masse m sont suspendus à une corde passant par une poulie. Le grand corps entraîne le petit et ce groupe de deux corps se déplace à une vitesse qui augmente constamment. La force motrice du système est représentée par la dif-

férence de poids $Mg - mg$. Etant donné que la masse des deux corps participe au mouvement accéléré, la loi de Newton, pour le cas considéré, s'écrira de la façon suivante:

$$(M - m)\,g = (M + m)\,a.$$

Prenons deux instants séparés du mouvement et montrons que la somme des expressions $\frac{v^2}{2} + gh$ multipliées par les masses correspondantes reste la même. Il s'agit donc de démontrer l'égalité

$$m\left(\frac{v_2^2}{2} + gh_2\right) + M\left(\frac{V_1^2}{2} + gH_2\right) =$$
$$= m\left(\frac{v_1^2}{2} + gh_1\right) + M\left(\frac{V_1^2}{2} + gH_1\right).$$

Les majuscules désignent les grandeurs physiques qui caractérisent le grand corps. Les indices 1 et 2 rapportent les grandeurs aux deux instants du mouvement considérés.

Comme les corps sont liés par une corde, on a $v_1 = V_1$ et $v_2 = V_2$. En utilisant cette simplification et en transportant tous les termes comportant des hauteurs à droite et tous les termes comportant des vitesses à gauche, on obtient

$$\frac{m+M}{2}(v_2^2 - v_1^2) = mgh_1 + MgH_1 - mgh_2 - MgH_2 =$$
$$= mg\,(h_1 - h_2) + Mg\,(H_1 - H_2).$$

Les différences de hauteur des corps sont évidemment égales (mais de signe contraire puisqu'un poids monte et l'autre descend); on a donc:

$$\frac{m+M}{2}(v_2^2 - v_1^2) = g\,(M - m)\,S,$$

où S est le chemin parcouru.

Sur la page 63, nous avions vu que la différence des carrés des vitesses $v_1^2 - v_2^2$ du début et de la fin du tronçon S d'un chemin parcouru avec l'accélération a, est

$$v_1^2 - v_2^2 = 2aS.$$

En introduisant cette expression dans la formule précédente, on trouve

$$(m + M)\,a = (M - m)\,g.$$

Or, c'est très exactement la loi de Newton écrite plus haut pour notre exemple. Nous avons démontré que pour deux corps en mouvement, la somme des expressions $\frac{v^2}{2} + gh$ multipliées par les masses correspondantes * reste constante ou, comme on dit, se conserve, c'est-à-dire que

$$\left(\frac{mv^2}{2} + mgh\right) + \left(\frac{MV^2}{2} + MgH\right) = \text{const}.$$

Dans le cas d'un seul corps, cette formule reprend la forme précédemment démontrée :

$$\frac{v^2}{2} + gh = \text{const}.$$

On sait que le demi-produit de la masse par le carré de la vitesse donne l'énergie cinétique d'un corps K :

$$K = \frac{mv^2}{2}$$

et que le produit du poids par la hauteur est appelé énergie potentielle de gravitation U :

$$U = mgh.$$

---

* Il est clair qu'on peut aussi bien multiplier l'expression $\frac{v^2}{2} + gh$ par $2m$ ou par $m/2$ et, en général, par un coefficient quelconque. On a convenu ici d'agir de la façon la plus simple, c'est-à-dire de se borner à multiplier par m.

Or, nous avons démontré que dans un système de deux mobiles (la même chose se démontre pour un système comprenant autant de mobiles qu'on veut) la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle des corps reste constante.

Autremeant dit, le gain d'énergie cinétique ne s'obtient que par une diminution correspondante de l'énergie potentielle du système (et, évidemment, inversement).

Cette loi est appelée loi de conservation de l'énergie mécanique.

C'est une loi de la nature extrêmement importante. Nous n'en avons pas encore montré toute la valeur. Ce n'est que plus tard, quand nous aborderons le mouvement des molécules, que nous saurons apprécier son universalité, sa faculté d'être appliquée à tous les phénomènes de la nature.

TRAVAIL

Lorsqu'on pousse ou traîne un corps sans rencontrer de résistance, on obtient une accélération.

L'accroissement d'énergie cinétique dont cela s'accompagne est appelé travail de la force A :

$$A = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2}.$$

D'après la loi de Newton, l'accélération et, par suite, l'accroissement d'énergie cinétique sont déterminés par la somme vectorielle de toutes les forces appliquées au corps. Si nous avons affaire à plusieurs forces, cela veut dire que la formule $A = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2}$ représente le travail de la force résultante. Exprimons le travail A par la valeur de la force.

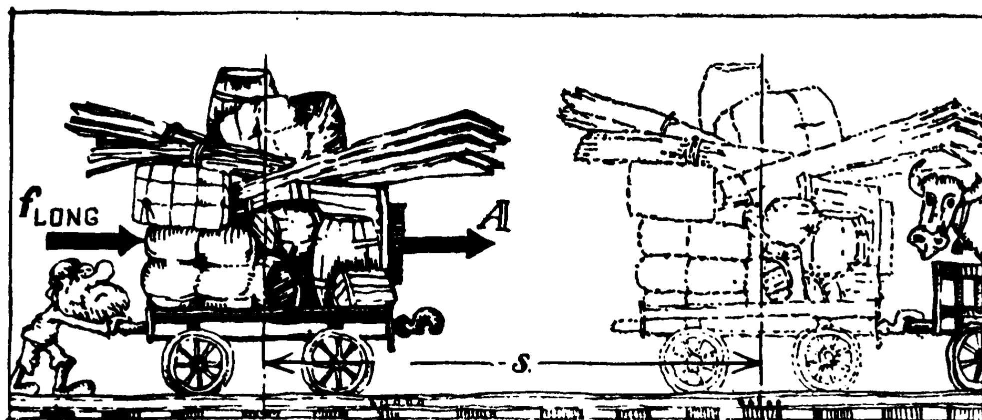


Fig. 3.6

Pour simplifier, nous allons nous limiter au cas où le déplacement n'est possible que dans un seul sens et nous pousserons (ou traînerons) une wagonnette de masse *m* posée sur des rails (fig. 3.6).

D'après la formule générale du mouvement uniformément accéléré, $v_2^2 - v_1^2 = 2aS$. Le travail de toutes les forces agissant sur le trajet S est donc

$$A = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = maS.$$

Le produit *ma* est égal à la composante de la force totale suivant le déplacement, soit $A = f_{long} \cdot S$.

Le travail d'une force s'exprime donc par le produit du chemin parcouru par la composante de la force dans le sens du déplacement.

Cette formule est valable pour des forces quelconques et pour des trajectoires quelconques.

Remarquons que le travail peut être nul même si des forces agissent sur le mobile.

Le travail de la force de Coriolis, par exemple, est nul, car cette force s'applique perpendiculairement au déplacement. Comme elle est dépourvue de composante longitudinale, son travail est égal à zéro.

D'autre part, une incurvation de la trajectoire qui n'est pas accompagnée d'une variation de la vitesse n'exige pas de travail, parce que l'énergie cinétique reste inchangée.

Est-ce que le travail peut être négatif? Bien sûr. Si la force est dirigée sous un angle obtus par rapport au déplacement, elle s'y oppose. La composante longitudinale dans le sens du déplacement sera négative. Dans ce cas, on dit précisément que la force produit un travail négatif. La force de frottement, par exemple, ralentit toujours le mouvement: elle fait un travail négatif.

Un gain d'énergie cinétique ne nous permet de juger que du travail de la force résultante.

Pour les forces isolées, nous devrons les calculer comme le produit $f_{\text{long}} \cdot S$. Une automobile roule à une allure uniforme. Il n'y a pas d'accroissement d'énergie cinétique, le travail de la force résultante est égal à zéro. Pourtant, le travail du moteur n'est pas nul, il est égal au produit de la force de traction par le chemin parcouru et est entièrement compensé par le travail négatif des forces de résistance et de frottement.

En ayant recours à la notion de travail, nous pouvons décrire beaucoup plus brièvement et clairement les intéressantes particularités de la pesanteur dont nous venons de faire connaissance. Si sous l'action de la pesanteur un corps se déplace, son énergie cinétique change. Le changement équivaut au travail A. Or, la loi de conservation de l'énergie nous dit que l'accroissement d'énergie cinétique se fait aux dépens de l'énergie potentielle.

Nous voyons que le travail de la pesanteur équivaut à la diminution d'énergie potentielle:

$$A = U_1 - U_2.$$

Nous voyons aussi que les pertes (ou les gains) d'énergie potentielle et donc les gains (ou les pertes) d'énergie cinétique seront les mêmes quel que soit le déplacement. Cela signifie que le travail de la pesanteur ne dépend pas de la configuration du trajet. Si un corps passe d'un point à un autre en accusant un accroissement d'énergie cinétique, il reviendra du second au premier avec une diminution d'énergie cinétique de même valeur absolue. Il n'est pas nécessaire dans ce cas, que le trajet « aller » coïncide avec le trajet « retour ». Cela veut dire simplement que le travail « aller » et celui « retour » sont les mêmes. Il se peut aussi que le corps effectue un long parcours, mais si la fin de son chemin coïncide avec son commencement, le travail accompli est égal à zéro.

Qu'on imagine une gorge de la forme que l'on voudra, dans laquelle un mobile glisserait sans frottement. Le mobile, mis en marche depuis le point le plus élevé, va commencer la descente en gagnant de la vitesse. Grâce à l'énergie cinétique emmagasinée, il peut gravir une pente pour, finalement, revenir au point de départ. Avec quelle vitesse ? Avec la même que celle à laquelle il en était parti. L'énergie potentielle aura retrouvé sa valeur initiale. Et s'il en est ainsi, l'énergie cinétique n'a pu ni augmenter ni diminuer. Le travail est donc nul.

Mais attention ! Sur un circuit fermé, le travail n'est pas nul pour toutes les forces ! Nous n'irons pas démontrer que celui des forces de frottement, par exemple, sera d'autant plus grand que le trajet est long.

UNITÉS DE MESURE DU TRAVAIL ET DE L'ÉNERGIE

Puisque la quantité de travail équivaut à la variation d'energie, le travail et l'énergie — potentielle ou cinétique — sont mesurés dans les mêmes unités. Le travail étant égal au produit de la force par le déplacement, son unité sera représentée par le travail qu'une force de la valeur d'une dyne accomplit en se déplaçant d'un centimètre ; cette unité est appelée erg.

$$1 \text{ erg} = 1 \text{ dyne} \cdot 1 \text{ cm}.$$

Il s'agit d'une quantité très petite, par exemple, le travail qu'un moustique doit accomplir pour vaincre la pesanteur quand il lui faut passer du pouce à l'index de notre main. L'unité qui vient immédiatement après est le joule (J), 10 millions de fois plus grande :

$$1 \text{ J} = 10^7 \text{ ergs}.$$

On utilise aussi assez souvent le kilogrammètre (kgm), travail exécuté par un kilogramme-force qui se déplace d'un mètre. C'est à peu près le travail qu'un poids d'un kilogramme accomplit en tombant d'une table sur le plancher.

Nous savons qu'une force de 1 kg est égale à 981 000 dynes et que 1 mètre est égal à 100 cm. Un kgm de travail est donc égal à $9{,}81 \cdot 10^7$ ergs ou 9,81 J. Inversement, un joule est égal à 0,102 kgm.

Le nouveau système d'unités (SI), dont nous avons déjà parlé et auquel nous reviendrons encore, propose, comme unité de travail et d'énergie, le joule et le définit comme le travail qu'une force de 1 newton (voir page 60) accomplit en se déplaçant de 1 mètre. Sachant comme il est simple de définir la force dans ce cas, on saisit tous les avantages du nouveau système.

Pour juger de la capacité d'une machine à produire un travail, et aussi de sa consommation d'énergie, on use de la notion de puissance. La puissance est le travail accompli dans l'unité de temps.

Il existe plusieurs unités de puissance. Dans le système CGS, c'est l'erg par seconde (erg/s). Mais comme 1 erg/s est une puissance infime, ladite unité est peu pratique à l'usage. On a donc recours beaucoup plus souvent à l'unité de puissance qui s'obtient en rapportant le joule à la seconde, le watt (W) : 1 W = 1 J/s = 10^7 erg/s.

Quand cette unité s'avère elle aussi trop petite, on la multiplie par 1000 et c'est le kilowatt (kW). Les temps révolus nous ont légué une autre unité de puissance, appelée le cheval-vapeur. A l'époque où les techniques en étaient à leurs premiers pas, cette désignation avait sa raison d'être. Une machine qui développe une puissance de 10 chevaux-vapeur remplace 10 chevaux, telle était la conclusion de l'acheteur, même s'il n'avait aucune idée de ce que pouvait être une unité de puissance.

Bien entendu, il y a cheval et cheval. Celui qui proposa le premier la désignation estimait qu'un cheval moyen est capable de produire en une seconde un travail de 75 kgm. Donc, 1 ch = 75 kgm/s.

En réalité, les chevaux de trait pouvaient produire un travail plus considérable, surtout au moment de démarrage. Il reste que la puissance d'une bête moyenne se rapprocherait plutôt du demi-cheval vapeur. En convertissant les chevaux-vapeur en kilowatts, nous obtenons : 1 ch = 0,735 kW.

Dans notre pratique quotidienne et dans la

technique, nous avons affaire à la panoplie des moteurs dont la puissance peut être d'une extrême diversité. La puissance d'un moteur de tourne-disque est de 10 watts, celle d'une voiture, de 100 ch = 74 kW, celle d'un moteur d'avion, de 16 000 ch (pour l'Il-18). Une petite centrale rurale peut développer 100 kW et le record appartient à la centrale hydro-électrique de Krasnoïarsk, avec une puissance de 5 millions de kW.

Les unités de puissance que nous venons d'examiner nous en suggèrent une troisième, unité d'énergie bien connue partout où l'on a un compteur d'électricité, le kilowatt-heure (kWh). Un kilowatt-heure correspond au travail accompli pendant une heure par une puissance d'un kilowatt. Il est aisé de convertir la nouvelle unité en celles que nous connaissons déjà :

$$1 \text{ kWh} = 3{,}6 \cdot 10^6 \text{ J} = 367\,000 \text{ kgm}.$$

Le lecteur peut s'interroger: avait-on vraiment besoin de cette unité d'énergie supplémentaire? N'y en a-t-il pas assez sans cela? C'est que la notion d'énergie concerne des domaines très différents de la physique, et c'est pour des convenances particulières que les physiciens n'ont cessé de multiplier de nouvelles untés. La même chose s'est d'ailleurs produite avec les autres grandeurs physiques et finalement, on a eu à envisager la mise en place d'un système d'unités unique pour tous les domaines de la physique, le SI dont nous parlions plus haut (voir p. 16). Il s'écoulera toutefois pas mal de temps avant que les vieilles unités ne cèdent la place à l'heureuse élue, ce qui fait que le kWh tiendra encore longtemps sa place dans l'étude de la physique.

En usant de diverses moteurs, on peut obliger les sources d'énergie à produire le travail voulu : lever les charges, entraîner les machines-outils, transporter les marchandises et les passagers.

On peut calculer la quantité d'énergie communiquée à la machine et la valeur du travail qu'elle accomplit. Dans tous les cas, le chiffre à la sortie s'avère inférieur au chiffre à l'entrée, une partie de l'énergie étant perdue dans la machine.

La part d'énergie qui est utilisée intégralement pour un travail utile s'appelle rendement de la machine. Habituellement, le rendement est donné en pourcentage.

Si le rendement est égal à 90 %, cela veut dire que la machine ne perd que 10 % de l'énergie qui lui est communiquée. Un rendement de 10 % signifie qu'elle n'utilise que 10 % de cette énergie.

Quand une machine transforme en travail de l'énergie mécanique, son rendement peut être en principe très élevé. L'essentiel, en ce domaine, est de combattre le frottement. En améliorant la lubrification, en perfectionnant les roulements, en réduisant la résistance opposée au mouvement par le milieu, on parvient à faire approcher le rendement de l'unité (de 100 %).

Dans la plupart des cas où l'énergie mécanique est transformée en travail, il y a une phase intermédiaire qui correspond au transport de l'électricité (c'est le cas des centrales hydroélectriques).

Ceci entraîne également des pertes complémentaries. Toutefois, ces pertes ne sont pas graves et peuvent être réduites à quelques unités pour cent tout au plus.

DÉPERDITION D'ÉNERGIE

Le lecteur a déjà remarqué probablement qu'en parlant de la loi de conservation de l'énergie mécanique nous répétons sans cesse: « en l'absence de tout frottement, s'il n'y avait pas de frottement » ... Or, tout mouvement s'accom-

pagne inévitablement de frottement. A quoi bon alors une loi qui ne tient pas compte d'une circonstance pratique aussi importante? Réservant la réponse à plus tard, voyons maintenant les effets du frottement.

Puisque les forces de frottement s'opposent au déplacement et accomplissent un travail négatif, nous avons obligatoirement une perte d'énergie mécanique.

Cette déperdition inévitable, va-t-elle provoquer un arrêt? Il n'est pas difficile de voir que le frottement ne peut pas arrêter n'importe quel mouvement.

Imaginons un système fermé comprenant plusieurs corps agissant les uns sur les autres. Nous savons que la loi de conservation de l'impulsion s'applique à ce cas. L'impulsion du système est invariable: il se déplace selon un mouvement rectiligne et uniforme. Le frottement peut altérer les déplacements relatifs des parties du système mais ne saurait influer sur la vitesse et la direction du système tout entier.

Il existe encore une loi de la nature, appelée loi de conservation du moment cinétique (nous l'aborderons plus tard) qui s'oppose à ce que le frottement détruise la rotation uniforme du système fermé tout entier.

De cette façon, tout en arrêtant les mouvements à l'intérieur du système fermé, le frottement ne saurait altérer ni le mouvement rectiligne uniforme ni le mouvement de rotation uniforme de la totalité du système.

Si l'on enregistre malgré tout un infime ralentissement de la rotation de la Terre, celui-ci n'est pas dû à des frottements éventuels de corps terrestres, mais au fait que la Terre n'est pas un système isolé.

Quant aux mouvements qui ont pour théâtre la Terre, ils sont tous soumis au frottement et

perdent leur énergie mécanique. C'est pour cette raison qu'un mouvement finit toujours par s'arrêter s'il n'est pas entretenu artificiellement.

Telle est la loi de la nature. Et si l'on parvenait à tromper la nature? Alors ... alors, on pourrait réaliser le fameux « perpetuum mobile », le mouvement perpétuel.

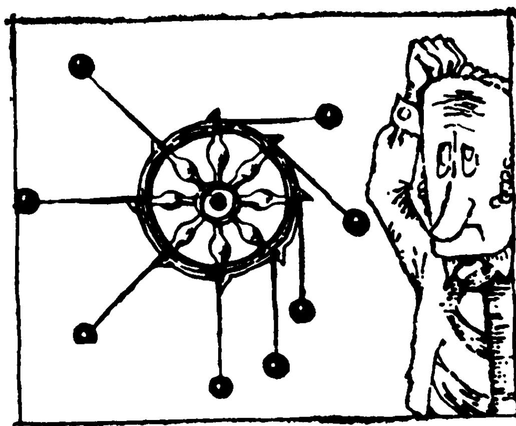
PERPETUUM MOBILE

Berthold, le héros des *Scènes de la chevalerie* de Pouchkine, avait une passion: réaliser le perpetuum mobile. « Qu'est-ce ce perpetuum mobile? » — lui demande un interlocuteur. « C'est le mouvement perpétuel, répond Berthold. Découvré-je le mouvement perpétuel, point je ne vois de frontières à la création humaine. Faire de l'or est un problème séduisant. Une découverte peut être curieuse, avantageuse. Mais trouver la solution du perpetuum mobile... »

Le perpetuum mobile ou le moteur perpétuel serait donc une machine enfreignant à la fois la loi de la déperdition de l'énergie mécanique et la loi de conservation de l'énergie mécanique qui, nous le savons, ne joue que dans des conditions idéales, irréalisables sur Terre, en l'absence de tout frottement. A peine terminée, la machine doit commencer à travailler d'elle-même, par exemple, faire tourner une roue ou monter des charges. Ce travail devra s'accomplir continuellement, le moteur n'exigera ni combustible, ni bras humains, ni houille blanche, en un mot, aucune intervention de l'extérieur.

Le premier document connu concernant la « réalisation » de l'idée d'un moteur à mouvement perpétuel se rapporte au XIIIe siècle. Il est amusant de constater que six siècles plus tard (en 1910) un « projet » en tout point identi-

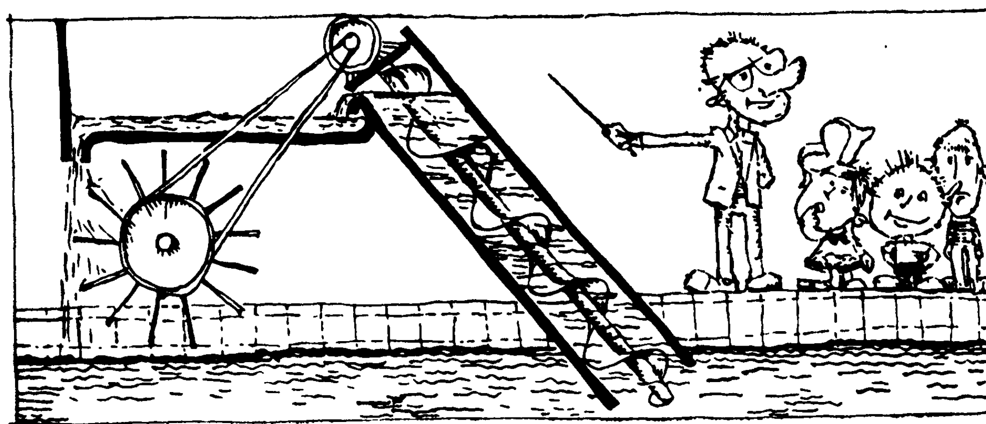
Fig. 37



que fut soumis à un établissement scientifique de Moscou.

Le croquis de ce moteur perpétuel est représenté sur la figure 3.7. Quand la roue tourne, les masses basculent et, à l'ideé de l'inventeur, entretiennent le mouvement ; ayant basculé et se trouvant ainsi à une plus grande distance de l'axe, ne vont-elles pas exercer une poussée plus forte ? L'inventeur construit sa « machine » et constate qu'après un ou deux tours accomplis par inertie la roue s'arrête. Mais ce n'est pas fait pour le décourager. Il soupçonne une erreur : il faut sans doute allonger les leviers et modifier la forme des saillants. Et ce travail stérile, auquel de nombreux « inventeurs du dimanche » consacrèrent toute une vie, continuait avec, évidemment, le même succès.

Fig. 3.8



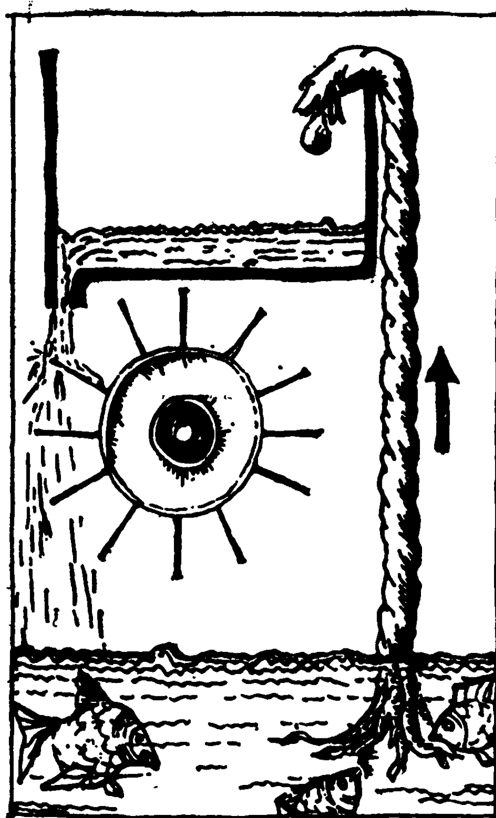


Fig. 3.9

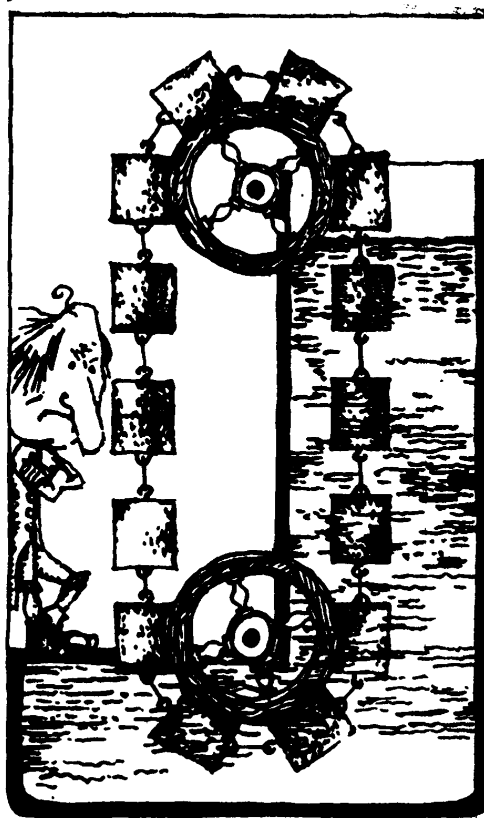


Fig. 3.10

Les variantes étaient peu nombreuses, qu'il s'agisse de toute sorte de roues automotrices dont le principe ne se distingue guère de celui que nous avons décrit, de moteurs hydrauliques comme celui qui fut inventé en 1634 et que nous montrons sur la figure 3.8 ; de moteurs utilisant des siphons ou des tubes capillaires (fig. 3.9), la diminution de poids des corps immergés dans l'eau (fig. 3.10), des aimants attirant des pièces de fer. Souvent, il était même difficile de saisir le principe grâce auquel l'inventeur prétendait parvenir au mouvement perpétuel.

En 1775, dès avant la découverte de la loi de conservation de l'énergie, l'Académie des Sciences de Paris faisait connaître sa décision de ne plus examiner les projets de ce genre.

De nombreux mécaniciens des XVIIe et XVIIIe siècles, d'autre part, appuyèrent leurs démonstrations par l'axiome qui affirme l'im-

possibilité de créer un moteur perpétuel, bien que la notion d'énergie et la loi de sa conservation soient apparues beaucoup plus tard.

De nos jours, on sait que les « inventeurs » qui travaillent à ce problème entrent en contradiction avec l'expérience, pèchent contre la logique la plus élémentaire: l'impossibilité de parvenir au perpetuum mobile est la suite directe des lois de la mécanique auxquelles ils se réfèrent en concevant leurs « inventions ».

Et pourtant, malgré leur stérilité absolue, ces recherches ont probablement joué un rôle positif puisqu'elles ont conduit à la découverte de la loi de conservation de l'énergie.

COLLISIONS

Quand deux corps entrent en collision, l'impulsion se conserve toujours. L'énergie, elle, diminue inévitablement à cause des frottements de toute sorte qui apparaissent alors.

Mais si les corps qui se heurtent sont faits d'une matière élastique, ivoire ou acier par exemple, la perte d'énergie sera insignifiante.

Les collisions dans lesquelles la somme des énergies cinétiques avant et après l'impact reste la même sont dites parfaitement élastiques.

Cependant, même les matériaux les plus élastiques donnent lieu à une déperdition, aussi faible soit-elle, d'énergie cinétique; pour des boules de billard, elle atteint de 3 à 4 %.

La conservation de l'énergie cinétique observée dans un impact élastique permet de résoudre plusieurs problèmes.

Examinons, par exemple, la collision frontale de deux boules de masses différentes. L'équation de l'impulsion a la forme suivante (nous admettons que la boule nº 2 était au repos):

$$m_1v_1 = m_1u_1 + m_2u_2,$$

et l'équation de l'énergie cette autre;

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2},$$

où v_1 est la vitesse de la première boule avant la collision, u_1 et u_2 étant les vitesses des deux boules après la collision.

Vu que le mouvement a lieu suivant une droite (passant par le centre des boules, ce qui signifie que le choc est frontal), l'écriture vectorielle n'est pas obligatoire.

On tire de la première équation:

$$u_2 = \frac{m_1}{m_2}(v_1 - u_1).$$

En remplaçant u_2 dans l'équation de l'énergie par cette expression, on obtient:

$$\frac{m_1}{2}(v_1^2 - u_1^2) = \frac{m_2}{2}\left[\frac{m_1}{m_2}(v_1 - u_1)\right]^2.$$

L'une des solutions de cette équation est: $u_1 = v_1$ et $u_2 = 0$. Mais cette réponse ne nous convient pas: elle signifie que les boules ne se sont pas heurtées. Nous cherchons donc une autre solution.

En simplifiant par $m_1 (v_1 - u_1)$ on obtient:

$$\frac{1}{2}(v_1 + u_1) = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_1}{m_2}(v_1 - u_1),$$

c'est-à-dire

$$m_2 v_1 + m_2 u_1 = m_1 v_1 - m_1 u_1$$

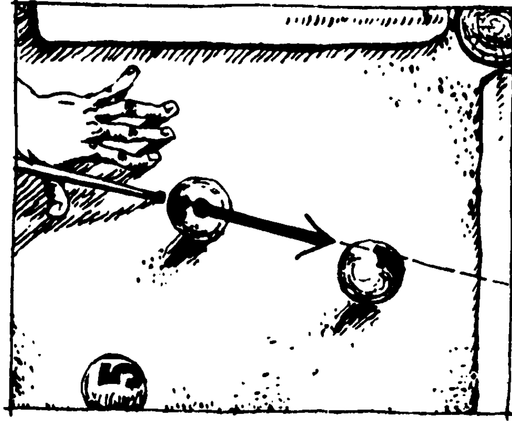
ou

$$(m_1 - m_2) v_1 = (m_1 + m_2) u_1,$$

ce qui donne la valeur suivante pour la vitesse de la première boule après la collision

$$u_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_1.$$

Fig. 3.11



Quand la boule mobile heurte de front la boule immobile, elle rebondit en arrière (u_1 est négative) si sa masse est inférieure. Mais si m_1 est plus grand que m_2, les deux boules continuent à rouler dans le sens du choc.

Dans une partie de billard, si la collision frontale est précise, on observe souvent le tableau suivant: la boule projectile s'arrête net, tandis que la boule cible bondit vers la poche. L'équation que nous venons de trouver explique tout. La masse des boules étant identique, l'équation donne $u_1 = 0$ et, par suite, $u_2 = v_1$. La première boule s'arrête et la seconde commence à se déplacer avec la vitesse de celle-là. Les boules, pour ainsi dire, échangent leurs vitesses.

Voyons un second exemple de collision suivant la loi des impacts élastiques, en l'occurrence le choc oblique de deux corps de masses égales (fig. 3.11). Comme avant la collision le deuxième corps était au repos, les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie ont respectivement les formes suivantes:

$$m\boldsymbol{v}_1 = m\boldsymbol{u}_1 + m\boldsymbol{u}_2,$$

$$\frac{mv_1^2}{2} = \frac{mu_1^2}{2} + \frac{mu_2^2}{2}.$$

En divisant par la masse on obtient:

$$\boldsymbol{v}_1 = \boldsymbol{u}_1 + \boldsymbol{u}_2, \quad v_1^2 = u_1^2 + u_2^2.$$

Le vecteur v_1 étant la somme vectorielle de u_1 et u_2, cela signifie que les longueurs des vecteurs des vitesses forment un triangle.

De quel triangle s'agit-il? Rappelons-nous le théorème de Pythagore, précisément exprimé par notre seconde équation. La conclusion s'impose d'elle-même: le triangle des vitesses est rectangle avec v_1 pour hypoténuse, u_1 et u_2 pour côtés ; u_1 et u_2 forment un angle droit. Ce résultat intéressant montre qu'à l'issue de tout choc élastique oblique des corps de masses égales repartent en formant un angle droit.

CHAPITRE 4

OSCILLATIONS

ÉQUILIBRE

Chacun sait qu'il y a des situations où il est très difficile de garder l'équilibre : essayez donc de marcher sur une corde raide ! En même temps, il ne nous viendrait pas à l'idée d'applaudir une personne assise dans un rocking-chair. Elle aussi, pourtant, garde son équilibre.

En quoi ces deux exemples diffèrent-ils ? Dans quel cas l'équilibre s'établit-il de lui-même ?

La condition d'équilibre paraît être évidente. Pour qu'un corps reste à sa place, il faut que les forces qui agissent sur lui s'équilibrent. Autrement dit, la somme de ces forces doit être nulle. Cette condition est indispensable, mais est-elle suffisante ?

Sur la figure 4.1 nous avons représenté le profil d'un toboggan qu'il est facile de confectionner avec du carton. Une bille abandonnée sur la pente se comportera différemment selon l'endroit où on la placera. En tout point de la pente elle sera soumise à une force qui l'obligera à rou-

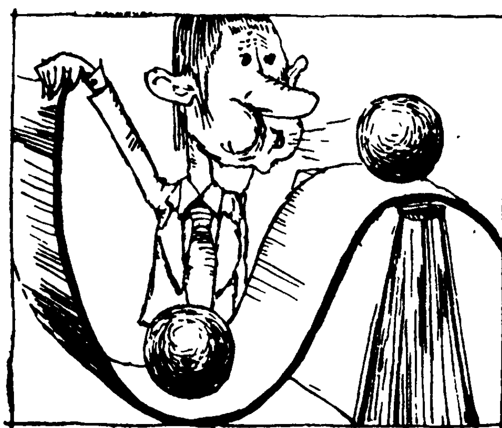


Fig. 4.1

ler vers le bas. C'est la force de la pesanteur ou, plus précisément, sa projection sur la tangente au profil du toboggan, tracée au point qui nous intéresse. On voit que plus la pente est douce et plus la force agissant sur la bille est petite.

Nous nous intéresserons surtout aux points où la force de la pesanteur est entièrement équilibrée par la réaction d'appui et où, par conséquent, la force résultante agissant sur la bille est nulle. Cette condition sera observée aux points culminants et dans les creux. Les tangentes à ces points sont horizontales et les forces résultantes agissant sur la bille sont nulles.

Et néanmoins il est probable que nous n'arriverons pas à immobiliser la bille sur un sommet et si nous y parvenons, nous trouverons immédiatement la cause de cette réussite : le frottement. Le moindre choc, le plus léger souffle vaincront les forces de frottement, la bille se déplacera et roulera vers le bas.

Pour une bille bien lisse sur une pente bien égale les fonds des creux seront les seules positions d'équilibre possible. Si, par un choc ou à l'aide d'un jet d'air, nous chassons ensuite la bille de sa place, elle y reviendra d'elle-même.

Dans un creux, dans un renfoncement, dans une dépression un corps se trouve en état d'équilibre. Dès qu'il quitte cette position, une force obstinée l'y fait revenir. Sur un point culminant, le tableau se présente différemment : si le corps se met en mouvement, il est saisi par une force qui, au contraire, l'oblige à s'éloigner. On en déduit qu'une force résultante nulle est une condition nécessaire, mais non pas suffisante de l'équilibre stable.

Mais on peut considérer le comportement de la bille d'un autre point de vue. On peut dire que les creux correspondent aux minimums et les crêtes aux maximums d'énergie potentielle.

Dans ce cas, la loi de conservation de l'énergie s'oppose aux déplacements là où l'énergie potentielle est à son minimum. Le moindre déplacement aurait pour effet de rendre l'énergie cinétique négative, ce qui est impossible. Sur les crêtes, c'est exactement le contraire qui se passe : dès que la bille bouge, son énergie potentielle diminue, au profit de l'énergie cinétique.

Dans la position d'équilibre, l'énergie potentielle doit donc être à son minimum par rapport à ses valeurs aux points voisins.

Plus le creux est profond et plus la stabilité est grande. Nous connaissons bien la loi de conservation de l'énergie et nous pouvons dire aussitôt dans quelles conditions la bille sera délogée de son creux. Il faut pour cela lui communiquer une énergie cinétique telle qu'elle puisse la hisser au bord du creux. La quantité d'énergie cinétique nécessaire pour perturber un équilibre stable sera proportionnelle à la profondeur du creux.

OSCILLATIONS SIMPLES

Si nous donnons un choc à notre bille immobilisée dans un creux, elle se met à gravir la pente en perdant progressivement de son énergie cinétique. Quand cette dernière est complètement dissipée, il y a un arrêt instantané, puis le mouvement repart vers le bas. Maintenant, c'est l'énergie potentielle qui va se transformer en énergie cinétique. La bille va prendre de la vitesse, dépasser la position d'équilibre en vertu de la vitesse acquise et recommencer la montée, mais en sens inverse. Si le frottement est faible, ce mouvement de haut en bas peut durer assez longtemps et dans le cas idéal — en l'absence de tout frottement — infiniment.

Nous voyons ainsi que les déplacements qui s'effectuent autour de la position d'équilibre revêtent toujours un caractère oscillatoire.

Dans notre étude des oscillations, nous préférerons à la bille le pendule dont il est beaucoup plus facile de réduire les frottements au minimum.

Quand le poids du pendule occupe une position extrême, sa vitesse et son énergie cinétique sont nulles, tandis que l'énergie potentielle est à son maximum. Le poids descend-il, l'énergie potentielle diminue et se transforme en énergie cinétique. Par conséquent, la vitesse du mouvement augmente. Quand le poids passe par le point le plus bas, c'est son énergie potentielle qui est à son minimum, tandis que l'énergie cinétique et la vitesse sont au maximum. Le poids remonte ensuite, sa vitesse va maintenant diminuer et l'énergie potentielle augmenter.

Si l'on fait abstraction des pertes dues au frottement, le poids va s'écarter à droite d'une distance égale à celle à laquelle il s'est initialement écarté à gauche. L'énergie potentielle s'est changée en énergie cinétique, puis une « nouvelle » énergie potentielle est réapparue en même quantité. Voici décrite la première moitié de l'oscillation. La seconde moitié se déroule de la même façon, avec cette différence que le poids se déplace en sens inverse.

Le mouvement oscillatoire est un mouvement qui se répète, c'est-à-dire périodique. En revenant au point de départ, le poids répète chaque fois son mouvement (toujours si l'on ne tient pas compte des variations dues au frottement) tant pour la trajectoire que pour la vitesse et l'accélération. Le temps dépensé pour une oscillation — c'est-à-dire pour le retour au point de départ — est le même pour la première oscillation, la deuxième et les suivantes. Ce temps, qui est une caractéristique majeure de l'oscilla-

tion, est appelé période et nous le désignerons par la lettre T. Au bout d'un intervalle de temps T le mouvement se répète, c'est-à-dire qu'à l'écoulement du temps T nous retrouverons toujours le corps oscillant au même endroit de l'espace et se déplaçant dans le même sens. Au bout d'une demi-période le déplacement et donc le sens du mouvement changeront de signe. Vu que la période T correspond à la durée d'une oscillation, un nombre n d'oscillations par unité de temps sera égal à $1/T$.

Voyons de quoi dépend la période d'oscillation d'un corps qui se déplace autour de sa position d'équilibre stable et, en particulier, la durée d'oscillation d'un pendule. Galilée fut le premier à se poser cette question et à lui donner une réponse. Nous allons déduire tout à l'heure sa formule.

Toutefois, comme il est difficile d'appliquer de façon élémentaire les lois de la mécanique jouant pour un mouvement accéléré non uniforme, nous tournerons la difficulté comme ceci: au lieu d'osciller uniquement dans un plan vertical, notre poids décrira une circonférence tout en restant à la même hauteur. Obtenir un tel mouvement n'est pas compliqué: il suffit de donner au pendule écarté de la position d'équilibre un élan initial dirigé perpendiculairement au rayon de l'écartement et en choisir convenablement la force.

La figure 4.2 représente ce « pendule circulaire ».

Un poids de masse m se déplace suivant une circonférence. En plus de la pesanteur mg, il est soumis à une force centrifuge mv^2/r que nous pouvons présenter sous la forme $4\pi^2 n^2 rm$, où n est le nombre de tours par seconde. On peut donc écrire l'expression de la force centrifuge de la façon suivante: $m4\pi^2 r/T^2$. C'est la résul-

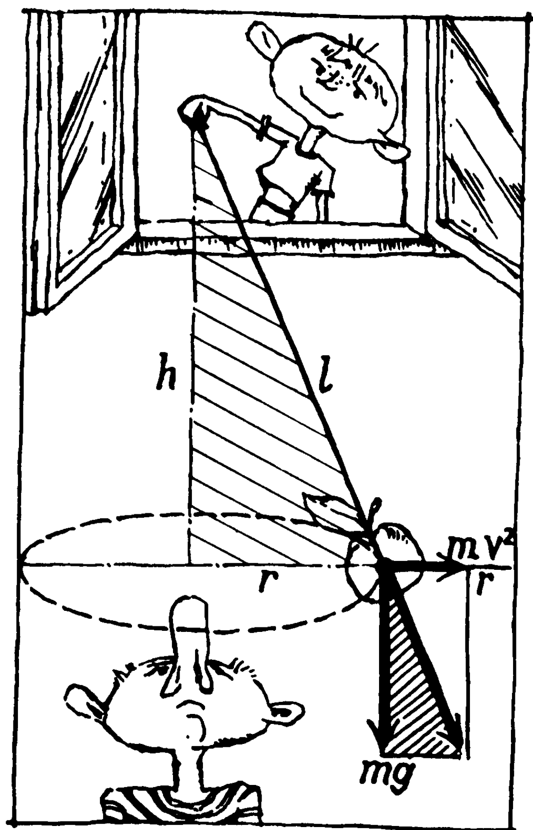


Fig. 4.2

tante de ces deux forces qui tend le fil du pendule.

Le dessin met en évidence deux triangles semblables : les triangles des forces et des distances.

Les rapports des côtés correspondants étant égaux, on a

$$mgT^2/m4\pi^2r = h/r$$

ou

$$T = 2\pi\sqrt{h/g}.$$

Voyons donc de quoi dépend la période d'oscillation. Si nous faisons nos expériences en un même lieu du globe terrestre (g ne change pas), elle ne dépend que de la différence entre la hauteur du point de suspension et celle du point où se trouve le poids. La masse du poids n'influe pas sur la période d'oscillation.

Le fait suivant vaut d'être relevé. Nous étudions le mouvement au voisinage de la posi-

tion d'équilibre stable. Or, pour de petits écarts, la différence de hauteur h peut être assimilée à la longueur du pendule l. Il est facile de le vérifier. Si la longueur du pendule est de 1 m et le rayon de l'écartement de 1 cm, on a

$$h = \sqrt{10\,000 - 1} = 99{,}995 \text{ cm}.$$

Nous n'aurons une différence de 1 % entre h et l que pour un écart de 14 cm, ce qui fait que la période de l'oscillation libre d'un pendule pour des écarts modérés est égale à :

$$T = 2\pi \sqrt{l/g},$$

c'est-à-dire qu'elle ne dépend que de la longueur du pendule et de la valeur de l'accélération de la pesanteur au lieu de l'expérience, l'écart de la position d'équilibre n'entrant pas en jeu.

La formule $T = 2\pi \sqrt{l/g}$ a été démontrée pour un pendule circulaire ; comment va-t-elle s'écrire pour un pendule « plat » ordinaire ? Il s'avère que la formule reste la même. Nous n'allons pas le démontrer ici, mais nous attirons néanmoins votre attention sur le fait que l'ombre projetée sur un mur par un pendule circulaire oscille presque de la même façon qu'un pendule plat. Elle effectue une oscillation exactement dans le temps que la boule décrit une circonférence.

L'utilisation de petites oscillations au voisinage de la position d'équilibre permet de mesurer le temps avec une très grande précision.

La légende dit que Galilée établit l'indépendance de la période d'oscillation d'un pendule, de l'amplitude et de la masse pendant un service religieux où il observait le balancement de deux grands lustres.

Ainsi, la période d'oscillation d'un pendule est proportionnelle à la racine carrée de sa lon-

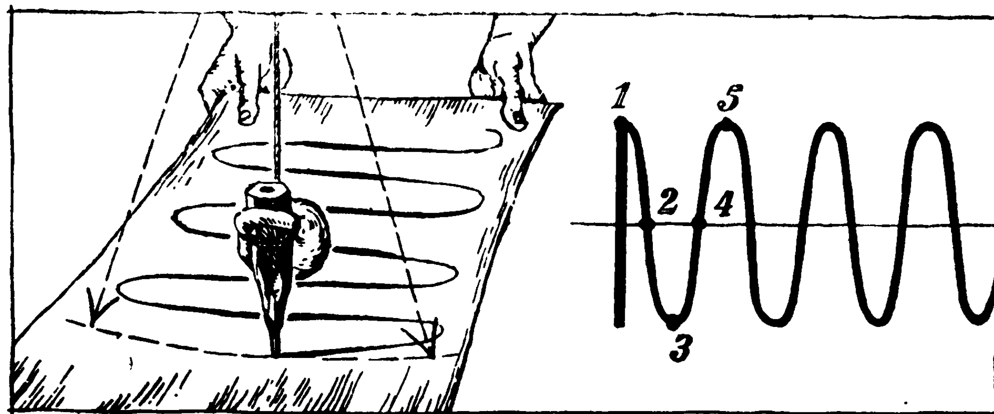
gueur. Celle d'un pendule de 1 mètre est double de celle d'un pendule de 25 cm. La formule montre aussi que la période d'un même pendule varie avec la latitude. Au fur et à mesure qu'on s'approche de l'équateur l'accélération de la force de la pesanteur diminue et la période d'oscillation augmente.

On arrive à mesurer la période d'oscillation avec une très grande exactitude. C'est pourquoi les expériences qui font appel à un pendule permettent de mesurer l'accélération de la pesanteur avec une grande précision.

DÉVELOPPEMENT DES OSCILLATIONS

Fixons un crayon doux à la partie inférieure d'un pendule et suspendons-le au-dessus d'une feuille de papier, de façon que le crayon touche le papier (fig. 4.3). Donnons un léger élan. Le crayon oscillant va tracer sur le papier un segment de droite. Au milieu de l'oscillation, lorsque le pendule passe par la position d'équilibre, la ligne sera un peu plus grasse, le crayon appuyant légèrement plus fort à cet endroit. Si l'on tire la feuille de papier perpendiculairement au plan des oscillations, on obtient la courbe représentée sur la figure 4.3. On conçoit que les ondulations seront denses si l'on tire

Fig. 4.3



le papier lentement et rares si la feuille se déplace vite. Pour que la courbe soit aussi régulière que sur le dessin, il faut que la feuille de papier se déplace d'un mouvement uniforme.

Par ce stratagème, nous avons, pour ainsi dire, « développé » les oscillations.

Ce développement est nécessaire pour savoir à chaque instant où se trouve le pendule et dans quel sens il se déplace. Supposons que le papier se déplace à la vitesse de 1 cm/s à partir de l'instant où le pendule a quitté une position extrême, par exemple, à gauche du point médian. Sur notre courbe cette position initiale correspond au point marqué par le chiffre 1. Au bout de 1/4 de période, le pendule passera par le point médian. Pendant ce temps le papier se sera déplacé d'un nombre de centimètres égal à $\frac{1}{4}T$, ce qui correspond au point 2 du diagramme. Maintenant, le pendule se déplace vers la droite, le papier continuant à avancer. Lorsque le pendule viendra dans la position extrême droite, le papier aura avancé d'un nombre de centimètres égal à $\frac{1}{2}T$ (point 3). Le pendule revient au point médian et arrive au bout de $\frac{3}{4}T$ dans la position d'équilibre. Le point 5 complète l'oscillation, puis le phénomène se répète toutes les T secondes ou tous les T centimètres sur le diagramme.

On voit que la ligne verticale représente l'échelle des déplacements du point par rapport à la position d'équilibre et la ligne médiane horizontale l'échelle du temps.

Un diagramme de ce genre nous permet de trouver facilement les deux grandeurs qui caractérisent entièrement l'oscillation. La période est déterminée comme la distance entre deux

points équivalents, par exemple, entre deux sommets voisins. L'écart maximal du point par rapport à la position d'équilibre est également déterminé instantanément. Il est appelé amplitude de l'oscillation.

Le développement de l'oscillation nous permet de répondre à la question posée précédemment : où se trouve le point oscillant en chaque instant. Par exemple, où il se trouvera au bout de 11 secondes, si la période d'oscillation est de 3 secondes et le mouvement est parti de la position extrême gauche ? Toutes les 3 secondes l'oscillation recommence au même point. Au bout de 9 secondes, le pendule sera également dans cette position.

Il n'est donc pas utile de représenter plusieurs périodes sur le diagramme : une courbe correspondant à une seule oscillation suffira amplement. La position et le sens du mouvement d'un point oscillant avec une période de 3 secondes seront au bout de 11 secondes les mêmes qu'au bout de 2 secondes. En prenant sur le dessin 2 centimètres (nous avons adopté une vitesse d'avancement du papier de 1 cm/s, c'est-à-dire à l'échelle du dessin 1 cm = 1 s), nous verrons qu'au bout de 11 secondes le point sera en train de se déplacer de la position extrême droite vers la position d'équilibre. Le dessin nous donne la valeur de l'écart à cet instant.

Pour un point qui effectue de petites oscillations tout près de la position d'équilibre, on peut se passer de diagramme. La théorie montre que dans ce cas la courbe représentant l'écart en fonction du temps est une sinusoïde. Si l'on désigne l'écart du point par y, l'amplitude par a, la période d'oscillation par T, la valeur de l'écart au bout d'un temps t à partir du commencement de l'oscillation est donnée par la formu-

le :

$$y = a \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

L'oscillation qui obéit à cette loi est dite oscillation harmonique. L'argument du sinus est égal au produit 2π par t/T. La grandeur $2\pi t/T$ est appelée phase.

Disposant des tables trigonométriques et connaissant la période et l'amplitude, il est facile de calculer la valeur de l'écart du point et, d'après la valeur de la phase, de réaliser son sens.

Aucune difficulté non plus pour déduire la formule du mouvement oscillatoire à partir de l'ombre projetée sur un mur par un pendule effectuant un mouvement circulaire (fig. 4.4).

Nous prendrons les déplacements de l'ombre à partir de la position médiane. Dans les positions extrêmes, l'écart y est égal au rayon a du cercle. C'est l'amplitude de l'oscillation de l'ombre.

Si le poids décrit à partir de la position médiane une portion de circonférence corresondant à un angle φ, son ombre s'écartera du point médian d'une valeur $a \sin \varphi$.

Soit T la période du mouvement du poids (c'est aussi la période d'oscillation de l'ombre) ; cela veut dire qu'en un temps T le poids fran-

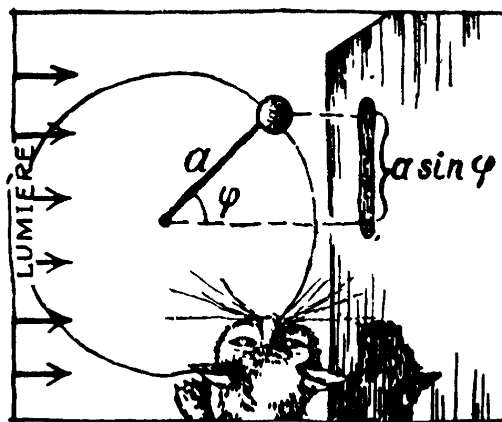


Fig. 4.4

chit 2π radians. On peut écrire la proportion

$$\frac{\varphi}{t}=\frac{2\pi}{T},$$

où t est le temps nécessaire pour tourner d'un angle φ.

De cette façon, $\varphi=\frac{2\pi}{T}t$ et $y=a\sin\frac{2\pi}{T}t$, ce que nous voulions démontrer.

Les variations de vitesse d'un point oscillant suivent également une sinusoïde. Nous parvenons à cette conclusion par le même raisonnement sur l'ombre projetée. La vitesse du poids est un vecteur v_0 de longueur fixe. Ce vecteur de vitesse tourne avec le poids. Imaginons-le sous la forme d'une flèche matérielle capable de projeter une ombre. Dans les positions extrêmes du poids, la flèche s'identifiera avec le rayon de lumière et ne donnera pas d'ombre réduite à un point. Quand le poids, quittant sa position extrême, parcourra suivant la circonférence un angle θ, le vecteur de vitesse tournera du même angle et sa projection sera $v_0 \sin\theta$. Or, pour les mêmes raisons que précédemment, $\frac{\theta}{t}=\frac{2\pi}{T}$ et, par suite, la valeur instantanée de la vitesse du corps oscillant est

$$v=v_0\sin\frac{2\pi}{T}t.$$

Attirons l'attention du lecteur sur le fait que dans la formule servant à déterminer la valeur de l'écart, on compte le temps depuis la position médiane, tandis que dans la formule de la vitesse on le fait depuis la position extrême. L'écart du pendule est nul dans la position médiane du poids et la vitesse d'oscillation est nulle dans la position extrême.

Entre l'amplitude de la vitesse d'oscillation v_0 (on dit parfois valeur d'amplitude de la vitesse) et l'amplitude de l'écart il existe une relation simple : le poids décrit une circonférence de longueur $2\pi a$ pendant un temps égal à la durée d'oscillation T. De cette façon,

$$v_0 = \frac{2\pi a}{T} \quad \text{et} \quad v = \frac{2\pi a}{T} \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

FORCE ET ÉNERGIE POTENTIELLE LORS DES OSCILLATIONS

Dans toute oscillation autour de la position d'équilibre le corps est soumis à une force qui tend à le faire revenir dans la position d'équilibre. Quand le point s'en éloigne, cette force ralentit le mouvement et quand le point s'en approche, elle l'accélère.

Voyons la nature de cette force sur l'exemple du pendule (fig. 4.5). Le poids du pendule

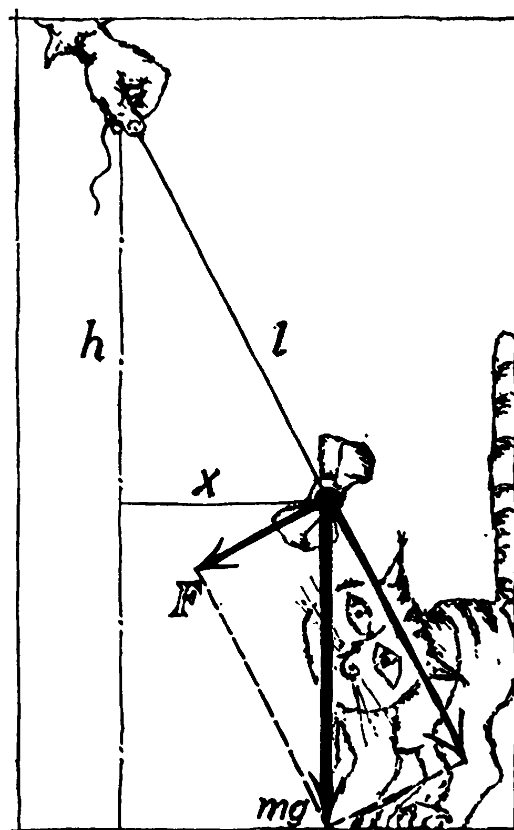


Fig. 4.5

est soumis à la force de la pesanteur et à la force de la tension du fil. Décomposons la première en deux forces dont l'une est dirigée suivant la tangente à la trajectoire. Seule la dernière composante importe au mouvement. C'est la force qui tend à faire revenir le corps dans la position d'équilibre. En ce qui concerne la force dirigée le long du fil, elle est équilibrée par la réaction de la main qui retient le pendule, et nous n'aurons à en tenir compte que lorsque nous voudrons savoir si le fil sera capable de supporter le poids du corps oscillant.

Désignons par x la valeur de l'écart du poids. Le déplacement a lieu suivant un arc, mais nous nous sommes entendus d'étudier les oscillations au voisinage de la position d'équilibre. C'est pourquoi nous ne ferons pas de différence entre la valeur de l'écart suivant l'arc et l'écart du poids par rapport à la verticale. Examinons les deux triangles semblables de la figure 4.5. Le rapport des côtés correspondants est égal au rapport des hypoténuses, soit:

$$F/x = mg/l$$

ou

$$F = (mg/l)\, x.$$

La grandeur mg/l ne change pas pendant l'oscillation. Nous désignerons cette constante par la lettre k, la force qui tend à faire revenir le corps dans la position d'équilibre étant alors $F = kx$. Et nous arrivons à cette conclusion importante: la valeur de la force de rappel est proportionnelle à la valeur du déplacement du point oscillant par rapport à la position d'équilibre. Elle est maximale quand le corps oscillant se trouve dans les positions extrêmes. Quand il passe par le point médian, elle devient nulle et change de signe, autrement dit, de sens. Tant

que le corps se trouve à droite, la force est dirigée vers la gauche et inversement.

Nous savons que le pendule est le plus simple des corps oscillants. Pourtant, nous aimerions que les formules et les lois qu'il nous a permis d'établir soient valables pour les oscillations de tous genres.

Nous avions exprimé la période d'oscillation du pendule à l'aide de sa longueur. Une telle formule n'est donc valable que pour lui. Mais nous pouvons exprimer la période des oscillations libres à l'aide de la constante k de la force de rappel. Etant donné que $k = mg/l$, on a $l/g = m/k$ et, par suite,

$$T = 2\pi \sqrt{m/k}.$$

Cette formule est valable pour toutes les espèces d'oscillations, car toute oscillation libre a lieu sous l'effet d'une force de rappel.

Exprimons maintenant l'énergie potentielle du pendule à l'aide de son écart x par rapport à la position d'équilibre. L'énergie potentielle du poids peut être considérée comme nulle quand il passe par le point le plus bas ; on comptera donc la hauteur d'ascension à partir de ce point. Après avoir désigné par h la différence de hauteur entre le point de suspension et le point occupé par le poids en position écartée, l'expression de l'énergie potentielle s'écrit : $U = mg\,(l - h)$ ou, en utilisant la formule de la différence des carrés,

$$U = mg\,\frac{l^2 - h^2}{l + h}.$$

Mais on voit sur le dessin que $l^2 - h^2 = x^2$ et comme l et h diffèrent très peu, au lieu de $l + h$ on peut écrire $2l$. On a alors $U = \frac{mg}{2l} x^2$ ou

$$U = \frac{kx^2}{2}.$$

L'énergie potentielle d'un corps oscillant est proportionnelle au carré de son déplacement par rapport à la position d'équilibre.

Vérifions maintenant l'exactitude de cette formule, sachant que la perte d'énergie potentielle doit être égale au travail accompli par la force de rappel. Examinons deux positions du corps: x_2 et x_1. La différence des énergies potentielles sera

$$U_2 - U_1 = \frac{kx_2^2}{2} - \frac{kx_1^2}{2} = \frac{k}{2}(x_2^2 - x_1^2).$$

Mais on peut écrire la différence des carrés comme le produit de la somme par la différence. On a donc

$$U_2 - U_1 = \frac{k}{2}(x_2 + x_1)(x_2 - x_1) = \frac{kx_2 + kx_1}{2}(x_2 - x_1).$$

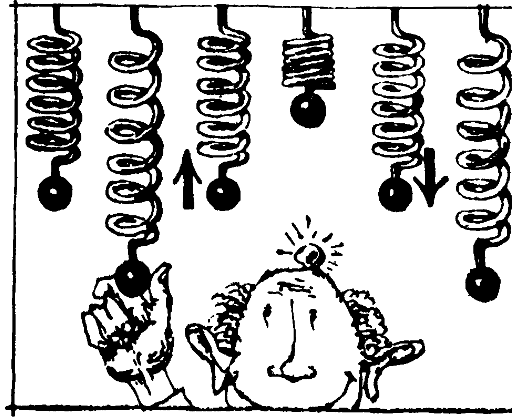
Or, $x_2 - x_1$ est le chemin parcouru par le corps, kx_1 et kx_2 sont les valeurs de la force de rappel au début et à la fin du déplacement et $\frac{kx_1 + kx_2}{2}$ est la force moyenne.

La formule nous a conduits à un résultat juste: l'énergie potentielle dépensée est égale au travail accompli.

OSCILLATIONS DES RESSORTS

Il est facile de faire osciller une boule en la suspendant à un ressort. Fixons l'une des extrémités du ressort et tirons la boule vers le bas (fig. 4.6). Le ressort reste allongé tant que nous tirons sur la boule. Dès qu'on lâche cette dernière, il se comprime, et la boule commence son mouvement vers la position d'équilibre. A l'image du pendule, le ressort ne revient pas

Fig. 4.6



immédiatement à l'état de repos. En vertu de la vitesse acquise la position d'équilibre est dépassée, et le ressort recommence à se comprimer. Bientôt la boule ralentit, puis s'arrête l'espace d'un instant pour reprendre immédiatement le mouvement en sens inverse. Nous avons vu naître une oscillation présentant les signes typiques déjà étudiés avec le pendule.

En l'absence de frottement, l'oscillation aurait continué infiniment. Par suite du frottement, elle s'amortit d'autant plus vite que le frottement est grand.

Une telle analogie a fait que le ressort et le pendule jouent souvent le même rôle. L'industrie horlogère les utilise indifféremment pour maintenir constante la période des mouvements d'horlogerie. La précision des montres à ressort modernes est assurée par le mouvement oscillatoire d'un petit volant, le balancier. Ce volant est actionné par un spiral qui s'enroule et se déroule des milliers de fois par jour.

Pour la boule suspendue à un fil le rôle de la force de rappel était joué par la composante tangente de la pesanteur. Dans le cas d'une boule suspendue à un ressort, ce rôle est tenu par l'élasticité du ressort tour à tour allongé et comprimé. Ce qui fait que la valeur de la force élastique est proportionnelle au déplacement: $F = kx$.

Le coefficient k revêt dans ce cas un autre

sens. Maintenant, il désigne la rigidité du ressort. Le ressort rigide est celui qui se prête difficilement à l'allongement ou à la compression. Le coefficient k n'a pas d'autre sens. La formule montre clairement que k est égal à la force nécessaire pour allonger ou comprimer le ressort d'une unité de longueur.

Connaissant la rigidité du ressort et la masse de la boule suspendue, on trouve à l'aide de la formule $T = 2\pi\sqrt{m/k}$ la période des oscillations libres. Par exemple, une boule d'une masse de 10 g accrochée à un ressort d'une rigidité chiffrée à 10^5 dynes/cm (c'est un ressort assez dur, et un poids de 100 g ne l'allongera guère que d'un centimètre) oscillera avec une période $T = 6{,}28 \times \times 10^{-2}$ s. Nous aurons 16 oscillations en une seconde.

Plus le ressort est doux et plus les oscillations seront lentes. L'accroissement de la masse de la boule est d'un effet identique.

Appliquons à la boule suspendue à un ressort la loi de conservation de l'énergie. Nous savons que pour un pendule la somme des énergies cinétique et potentielle $K + U$ ne varie pas.

Donc $K + U$ reste constant.

Nous connaissons aussi les valeurs de K et de U. La loi de conservation de l'énergie affirme que

$$\frac{mv^2}{2} + \frac{kx^2}{2}$$

est conservé.

Or, ceci reste valable pour la boule fixée à un ressort.

L'inévitable déduction de ce raisonnement présente un grand intérêt.

En plus de l'énergie potentielle avec laquelle nous avons fait connaissance précédemment, il existe donc une énergie potentielle d'un autre

genre. La première s'appelle énergie potentielle de gravitation. Si le ressort était disposé horizontalement, l'énergie potentielle de gravitation ne se serait certainement pas modifiée pendant l'oscillation. La nouvelle énergie potentielle que nous venons de découvrir est appelée énergie potentielle d'élasticité. Dans le cas considéré, elle est égale à $kx^2/2$, c'est-à-dire qu'elle dépend de la rigidité du ressort et est proportionnelle au carré de la valeur de la compression ou de l'extension.

L'énergie totale des oscillations, qui reste invariable, peut être écrite sous la forme $E = ka^2/2$ ou $E = mv_0^2/2$.

Les grandeurs a et v_0, que l'on trouve dans ces dernières formules, représentent les valeurs maximales acquises par le déplacement et la vitesse pendant l'oscillation : ce sont leurs valeurs d'amplitude. L'origine de ces formules est claire. Dans la position extrême, quand $x = a$, l'énergie cinétique de l'oscillation est nulle et l'énergie totale est égale à l'énergie potentielle. Dans la position médiane, le déplacement du point par rapport à la position d'équilibre et, par suite, l'énergie potentielle sont nuls, la vitesse à cet instant est maximale $v = v_0$, et l'énergie totale est égale à l'énergie cinétique.

Les oscillations représentent toute une branche de la physique. C'est assez souvent qu'on a affaire aux pendules et aux ressorts. Or, la liste des corps dont les oscillations sont étudiées est beaucoup plus longue. Les fondations de machines vibrent, les ponts, les structures de bâtiments, les poutres, les fils des lignes de haute tension peuvent vibrer. Le son est une vibration de l'air.

Nous avons indiqué ici quelques exemples d'oscillations mécaniques. Pourtant, la notion d'oscillation peut s'étendre beaucoup plus loin

que les simples déplacements mécaniques des corps ou des particules par rapport à la position d'équilibre. Dans de nombreux phénomènes électriques on trouve des oscillations se déroulant suivant des lois qui ressemblent beaucoup à celles que nous venons d'examiner. En un mot, le phénomène oscillatoire intervient dans toutes les branches de la physique.

OSCILLATIONS PLUS COMPLEXES

Tout ce que nous venons de dire se rapporte à des oscillations au voisinage de la position d'équilibre ayant lieu sous l'action d'une force de rappel proportionnelle au déplacement du point par rapport à sa position d'équilibre. Ces oscillations sinusoïdales sont appelées oscillations harmoniques. La période de ces dernières ne dépend pas de l'amplitude.

Les oscillations à forte amplitude sont beaucoup plus complexes. Elles ne sont plus fonction du sinus et leur développement donne des courbes plus complexes qui diffèrent selon les systèmes oscillatoires. La période cesse d'être la propriété caractéristique de l'oscillation et commence à dépendre de l'amplitude.

Le frottement influe considérablement sur toutes les oscillations. Sous son effet, les oscillations s'amortissent progressivement. Plus le frottement est grand et plus rapide est l'amortissement. Essayez de faire osciller un pendule dans de l'eau. Vous réussirez tout au plus à lui faire effectuer une ou deux oscillations. Et si vous le plongez dans un milieu très visqueux, vous pouvez même ne pas en obtenir une seule. Le pendule écarté reviendra simplement dans la position d'équilibre. La figure 4.7 représente la courbe d'une oscillation amortie. On a porté en ordonnée l'écart par rapport à la position d'équilibre et

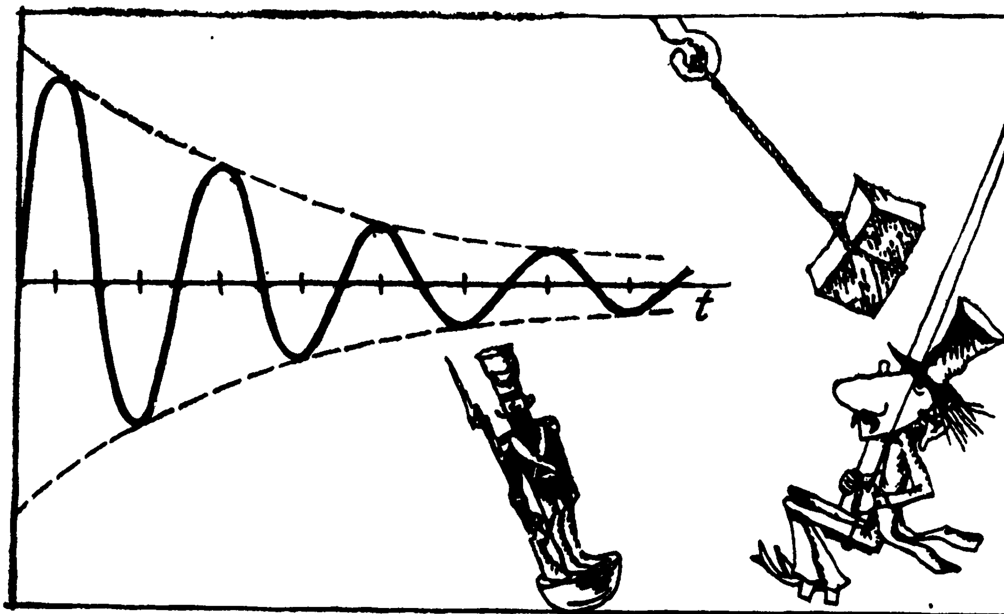


Fig. 4.7

en abscisse le temps. On voit que l'amplitude d'une oscillation amortie diminue à chaque oscillation.

RÉSONANCE

On a placé un enfant sur une balançoire. Ses pieds ne touchent pas la terre. Pour lui donner de l'élan, on peut évidemment tirer à soi la balançoire, puis la lâcher. Mais c'est assez pénible et nullement indispensable : il suffira de pousser légèrement la balançoire dans le rythme des oscillations pour qu'au bout d'un temps très court elle acquière un élan considérable.

Pour mettre en mouvement un corps, il faut agir dans le rythme des oscillations. Autrement dit, il faut faire en sorte que la poussée ait lieu avec la même période que les oscillations propres du corps. On dit dans ce cas qu'il y a résonance.

Ce phénomène, très répandu dans la nature et dans la technique, mérite un examen attentif.

On peut en obtenir un exemple très curieux à l'aide du dispositif suivant. A un fil tendu hori-


Fig. 4.8

zontalement, suspendons trois pendules (fig. 4.8) dont deux courts, de même longueur, et un troisième plus long. Ceci fait, imprimons un léger choc à l'un des pendules courts. Au bout de quelques secondes on verra l'autre pendule de même longueur commencer progressivement à osciller. Encore quelques secondes et ce second pendule oscillera avec une telle vigueur qu'il sera impossible de savoir lequel des deux avait commencé le mouvement.

Que s'est-il passé? Il s'est passé que les pendules de même longueur ont des périodes d'oscillations propres identiques. Le premier pendule met en branle le second. Les oscillations sont transmises de l'un à l'autre par le fil qui les réunit. Oui, mais nous avons suspendu au fil un troisième pendule, plus long. Et que va-t-il lui arriver, à celui-ci ? Il ne lui arrivera rien. La période de ce pendule est différente, et le pendule court ne pourra rien sur lui. Le troisième pendule se contentera d'assister à ce curieux phénomène de « transfert d'énergie » sans y prendre part.

Chacun de nous a observé des phénomènes de résonance mécanique, peut-être sans y prendre garde. Pourtant, c'est un effet souvent assez dé-

sagréable. Un tramway est passé sous vos fenêtres et la vaisselle s'est mise à tinter dans le buffet. De quoi s'agit-il ? Les vibrations du terrain se sont transmises au bâtiment, de là au plancher de votre chambre, au buffet et à la vaisselle. Ainsi, l'oscillation s'est-elle propagée à distance par l'intermédiaire de nombreux objets. Ceci a eu lieu grâce à la résonance : les oscillations extérieures sont entrées en résonance avec les oscillations propres des corps. Presque tous les tintements que nous pouvons entendre à la maison, à l'usine, dans une automobile sont le produit de ce phénomène.

Comme de nombreux autres, d'ailleurs, celuici peut être utile ou nuisible.

Voici une machine sur sa fondation. Ses parties mobiles se déplacent régulièrement, avec une certaine période. Imaginez que cette période coïncide avec la période propre de la fondation. Qu'arrivera-t-il ? La fondation entrera assez vite en vibration et l'affaire pourra mal tourner.

On connaît l'histoire de ce pont qui s'écroula à Saint-Pétersbourg alors qu'une compagnie de soldats le traversait au pas cadencé. Une enquête fut aussitôt ordonnée. Tout semblait être normal : que de fois la foule avait déambulé sur ce pont ; de lourds attelages, bien plus pesants que la compagnie de soldats, l'avaient lentement traversé.

Or, sous l'action d'un poids tout pont fléchit légèrement. Ce fléchissement peut devenir beaucoup plus important si l'on communique au pont un balancement. Finalement, l'amplitude d'une oscillation de résonance peut dépasser de plusieurs milliers de fois la valeur du déplacement dû à l'action de la même charge immobile.

L'enquête montra que la période propre des oscillations du pont coïncidait avec la période du pas cadencé.

Depuis cet accident, chaque fois qu'une unité traverse un pont le chef donne l'ordre d'abandonner le pas cadencé. La troupe marchant en désordre, on n'a plus à craindre l'effet de résonance et le pont ne commencera pas à osciller. D'ailleurs, les ingénieurs en pensent toujours. Chaque fois qu'ils calculent un pont, ils prennent garde à ce que la période de ses oscillations libres soit très différente de la période du pas réglementaire.

Lors de la construction des fondadions de machines on fait de même. On veille à ce que la période de leurs oscillations soit aussi éloignée que possible de la période d'oscillation des parties mobiles de la machine.

CHAPITRE 5

MOUVEMENT DES SOLIDES

MOMENT D'UNE FORCE

Essayez de faire tourner à la main un lourd volant. Vous pesez sur un rayon : la manœuvre est pénible si vous vous y êtes pris trop près de l'arbre. Placez votre main plus près de la jante et tout change.

Que s'est-il passé ? Dans les deux cas la force était la même ; seul son point d'application a changé.

Dans tout ce que nous avons dit jusque-là, il n'était jamais question du point d'application de la force, car dans les problèmes considérés la forme et les dimensions du corps ne jouaient aucun rôle. En fait, nous avions remplacé mentalement le corps par un point.

L'exemple du volant montre pourtant que ce problème n'est pas futile dès qu'il s'agit de la rotation d'un corps.

Pour comprendre le rôle que joue le point d'application d'une force, calculons le travail qu'il faut produire pour faire tourner un corps d'un certain angle. Dans ce calcul on admettra évidemment que toutes les particules du solide sont rigidement solidaires entre elles (pour le moment, nous ne tenons pas compte de la capacité du corps de se plier ou de se contracter ni, en général, de sa capacité de changer de forme). Pour cette raison, une force appliquée en un point du corps imprime une certaine énergie cinétique à toutes ses particules.

Le calcul de ce travail met en évidence l'importance du point auquel elle est appliquée.

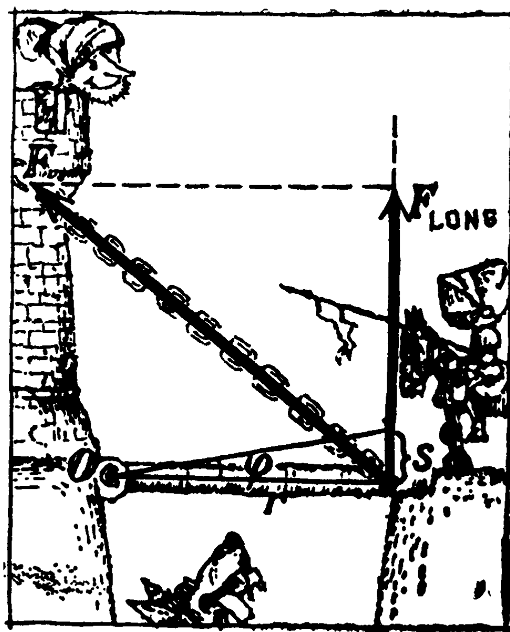


Fig. 5.1

La figure 5.1 montre un solide fixé sur un axe. Lorsqu'on le fait tourner d'un petit angle φ, le point d'application de la force se déplace suivant un arc et parcourt le chemin S.

La projection de la force sur la direction du mouvement, c'est-à-dire sur la tangente à la circonférence suivant laquelle se déplace le point d'application de la force, nous permet d'écrire l'expression maintenant familière du travail A :

$$A = F_{\text{long}} \cdot S.$$

Mais l'arc S peut être représenté comme

$$S = r\varphi,$$

où r est la distance de l'axe de rotation au point d'application de la force. On a donc

$$A = F_{\text{long}} \cdot r\varphi.$$

Si nous faisons tourner le solide d'une façon ou d'une autre, bien que toujours d'un même angle, nous dépenserons un travail différent selon le point auquel la force s'applique.

Si l'angle est donné, le travail est déterminé par le produit $F_{\text{long}} \cdot r$. Ce produit est appelé mo-

ment de la force:

$$M = F_{\text{long}} \cdot r.$$

La formule du moment d'une force peut s'écrire d'une autre façon. Soit O l'axe de rotation et B le point d'application de la force (fig. 5.2). Désignons par d la longueur de la perpendiculaire abaissée du point O sur la direction de la force. Les deux triangles construits sur le dessin sont semblables. On a donc

$$F/F_{\text{long}} = r/d \quad \text{ou} \quad F_{\text{long}} \cdot r = Fd.$$

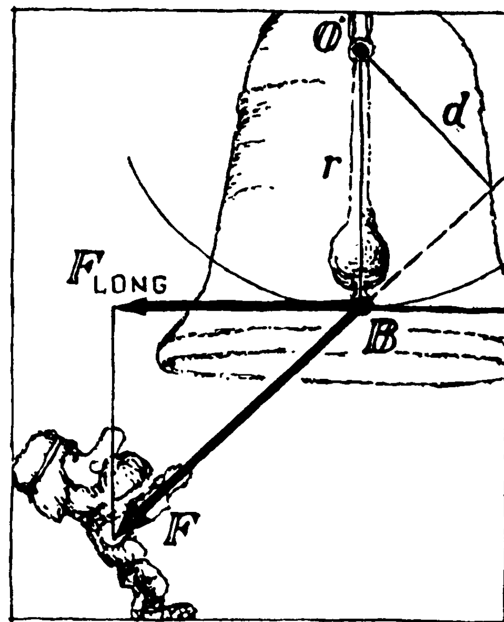
La grandeur d est appelée bras de levier de la force.

La nouvelle formule $M = Fd$ signifie que le moment d'une force est égal au produit de la force par son bras de levier.

Si l'on déplace le point d'application de la force le long de la direction de cette force, le bras de levier d et le moment ne changeront pas. On voit, par conséquent, que l'emplacement du point d'application de la force sur la ligne de cette dernière n'a pas d'importance.

Grâce à cette nouvelle notion la formule du travail peut s'écrire d'une façon beaucoup plus

Fig. 5.2



11—0978

courte :

$$A = M\varphi,$$

c'est-à-dire que le travail est égal au produit du moment de la force par l'angle de rotation.

Supposons que deux forces à moments respectifs M_1 et M_2 agissent sur un solide. La rotation de celui-ci d'un angle φ produit un travail $M_1\varphi + M_2\varphi = (M_1 + M_2)\,\varphi$. Cette courte formule indique que les deux forces à moments M_1 et M_2 font tourner le corps exactement comme l'aurait fait une force à moment M égal à la somme $M_1 + M_2$. Les moments de plusieurs forces peuvent s'ajouter ou se retrancher. Si les moments M_1 et M_2 tendent à faire tourner le solide dans le même sens, nous devons les considérer comme des grandeurs de même signe algébrique. Inversement, les moments des forces qui tendent à faire tourner un corps de différents côtés sont de signes différents.

Comme nous le savons maintenant, le travail de toutes les forces qui agissent sur un corps a pour effet de modifier son énergie cinétique.

Si la rotation d'un mobile se fait plus lente ou plus rapide, cela signifie que son énergie cinétique a varié. La chose ne peut se produire que si le moment total des forces n'est pas nul.

Et si ce moment est nul ? La réponse est claire : l'énergie cinétique ne change pas et, par suite, le corps tourne de façon uniforme par inertie ou se trouve en repos.

Ainsi, l'équilibre d'un corps capable de tourner exige l'équilibre des moments des forces qui le sollicitent. S'il s'agit de deux forces, l'équilibre exige l'égalité $M_1 + M_2 = 0$.

Jusque-là nous nous sommes intéressés à des problèmes dans lesquels le corps pouvait être assimilé à un point, les conditions d'équillibre étant alors plus simples : dans ce cas, la loi de Newton

disait que pour que le corps se trouve en repos ou se déplace uniformément, il faut que la force résultante soit nulle. Les forces dirigées vers le haut doivent être équilibrées par les forces dirigées vers le bas, les forces dirigées vers la droite par les forces dirigées vers la gauche.

Cette loi reste valable ici aussi. Quand le volant est en repos, les forces qui agissent sur lui sont équilibrées par la réaction de l'arbre sur lequel il est monté.

Mais ces conditions nécessaires sont désormais insuffisantes. Maintenant, en plus de l'équilibre des forces, il nous faut nous assurer de l'équilibre de leurs moments. L'équilibre des moments devient alors la seconde condition nécessaire du repos ou de la rotation uniforme d'un solide.

Dès qu'ils deviennent nombreux, les moments des forces sont facilement divisibles en deux groupes : les uns tendent à faire tourner le corps à droite et les autres à gauche. Ce sont ces moments-là qui doivent précisément se compenser.

LEVIER

Un homme peut-il tenir en équilibre un poids de 100 tonnes ? Peut-on plier du fer entre les doigts? Un enfant peut-il lutter avec un hercule ? Mais oui.

Proposez à un athlète de faire tourner à gauche un volant qu'il tiendra par le rayon tout près de l'arbre. Le moment de la force reste petit : la force est grande, le bras de levier est petit. Si un enfant tire la roue en sens inverse en tenant un rayon tout près de la jante, le moment de la force peut être considérable : la force est petite, le bras de levier est grand. La condition d'équilibre est

$$M_1 = M_2 \quad \text{ou} \quad F_1 d_1 = F_2 d_2.$$

Usant de la loi des moments, l'homme peut acquérir une force fabuleuse : l'action des leviers en donne un exemple des plus frappants.

Vous voulez soulever une grosse pierre à l'aide d'une pince. Bien que la pierre pèse plusieurs tonnes, cela vous réussit. La pince, placée sur un appui, représente le solide de notre problème. Le point d'appui forme le centre de rotation. Le solide est soumis à deux moments : la résistance du poids de la pierre et la pesée de la main. Si l'on affecte de l'indice *1* la force musculaire et de l'indice *2* le poids de la pierre, la possibilité de soulever cette dernière peut être exprimée ainsi : M_1 doit être plus grand que M_2.

On pourra maintenir la pierre en équilibre à la condition suivante :

$$M_1 = M_2, \text{ c'est-à-dire } F_1 d_1 = F_2 d_2.$$

Si le petit bras de levier (du point d'appui à la pierre) est 15 fois plus court que le grand (du point d'appui à la main), un homme pesant de tout son poids sur le second sera capable de maintenir en équilibre une pierre pesant une tonne.

Une pince posée sur un appui donne un exemple de levier fort simple et très répandu. Le gain de force généralement obtenu varie de 10 à 20 fois. D'ordinaire, la longueur de la pince est d'environ 1,5 m et il est rare que l'on puisse s'assurer d'un point d'appui à moins de 10 cm de l'extrémité. Aussi l'un des bras de levier sera-t-il de 15 à 20 fois plus long que l'autre et le gain de force variera dans la même proportion.

Avec un cric, un chauffeur soulève facilement une automobile pesant plusieurs tonnes. Le cric est un levier du même type que la pince. Les points d'application des forces (la main, le poids de l'automobile) se trouvent de part et d'autre du point d'appui du levier du cric. Le

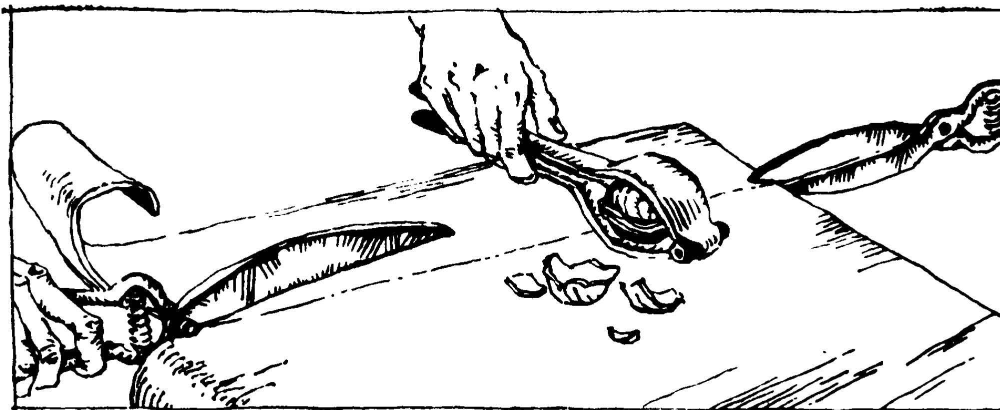


Fig. 5.3

gain de force est compris entre 40 et 50 fois, ce qui permet de soulever aisément des poids considérables.

Des ciseaux, un casse-noisette, une pince plate, des tenailles sont autant de leviers. Sur la figure 5.3 on trouvera facilement le centre de rotation du solide (le point d'appui) et les points d'application de la force motrice et de la force résistante.

Quand on coupe du fer-blanc avec des cisailles, on tâche de les ouvrir aussi largement que possible. Dans quel but ? Pour engager la tôle le plus près possible du centre de rotation. Le bras de levier du moment à vaincre devient plus petit et le gain de force est plus grand. Un adulte exerce sur les branches des ciseaux ou les poignées

Fig. 5.4



des tenailles une force généralement comprise entre 40 et 50 kgf. Or, l'un des bras de levier peut être 20 fois plus grand que l'autre. On voit donc que nous sommes capables d'entamer le métal avec une force de 1000 kgf et cela à l'aide d'outils fort simples.

Le treuil est une variante de levier. Celui que nous avons représenté sur la figure 5.4 sert à puiser l'eau dans les puits de nombreux villages.

GAINS ET PERTES

Si les outils aident l'homme à devenir plus fort, cela ne veut pas dire qu'ils lui permettent de produire plus de travail qu'il n'en dépense. La loi de conservation d'énergie est là pour nous dire qu'il est impossible de « gagner » du travail, c'est-à-dire d'en créer à partir de rien.

En aucun cas, le travail obtenu ne peut être supérieur au travail dépensé. Bien au contraire, les pertes d'énergie inévitables dues aux frottements font que le travail obtenu à l'aide d'un outil est toujours inférieur au travail musculaire dépensé. Tout au plus — dans un cas idéal — ils peuvent être égaux.

A vrai dire, nous perdons inutilement notre temps à expliquer cette vérité évidente puisque la règle des moments a été déduite de la condition d'égalité de la force agissante et de la force dominée.

Si les points d'application des forces se sont déplacés de S_1 et S_2, la condition d'égalité de deux quantités de travail peut s'écrire:

$$F_1^{\text{long}} \cdot S_1 = F_2^{\text{long}} \cdot S_2.$$

Si donc, à l'aide d'un outil à levier, nous dominons une force F_2 sur un trajet S_2, nous pou-

vons faire de même à l'aide d'une force F_1 beaucoup plus petite que F_2. Mais le déplacement de la main S_1 devra être plus grand que S_2 dans la même proportion que la force musculaire F_1 est inférieure à F_2.

Souvent cette loi s'exprime laconiquement ainsi : ce qu'on gagne en force, on le perd en déplacement.

La règle du levier fut découverte par Archimède. Dans le feu de sa démonstration, il écrivit à Hiéron, roi de Syracuse : « S'il y avait une autre Terre, je passerais dessus et je déplacerais notre globe ». Un immense levier, calé à la base du globe terrestre, aurait, paraît-il, permis de résoudre ce problème.

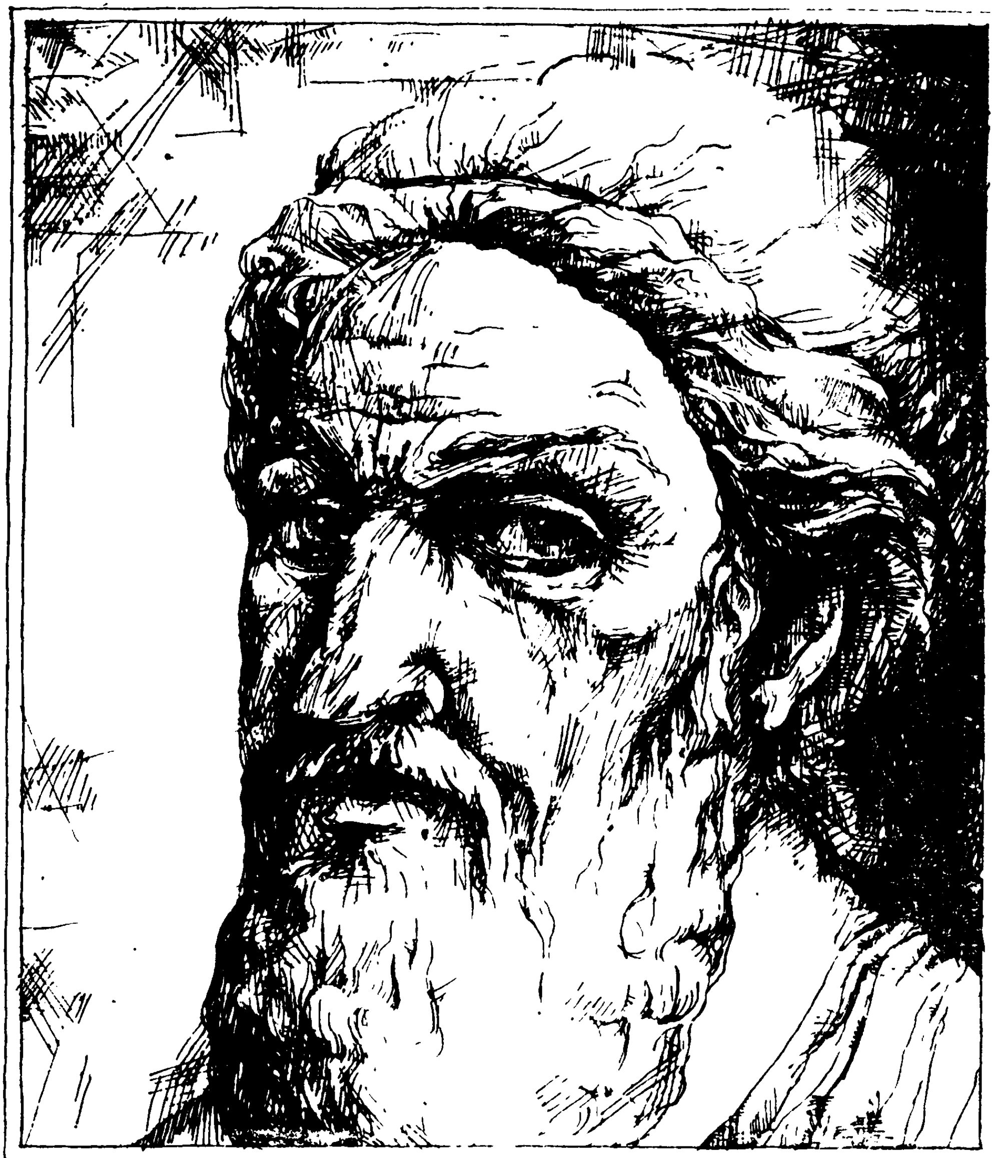
Tant pis pour Archimède, qui ne disposait pas du point d'appui qui, selon lui, aurait permis de soulever le monde !

Néanmoins, laissons un peu courir notre imagination : prenons un levier extra-puissant, calons-le et engageons le bras court sous une « petite boule » pesant ... $6 \cdot 10^{24}$ kgf ! Ce modeste chiffre correspond au poids de la Terre. Exerçons maintenant notre force musculaire à l'autre extrémité du levier.

Si l'on admet que la main d'Archimède pouvait exercer une force de 60 kgf, il lui eût fallu, pour déplacer la Terre de 1 cm, décrire une trajectoire de $\frac{6 \cdot 10^{24}}{60} = 10^{23}$ fois plus grande ; 10^{23} cm, cela fait 10^{18} kilomètres, distance de 3 milliards de fois supérieure au diamètre de l'orbite terrestre !

Cet exemple fantastique permet de mesurer la « perte en déplacement » que donne le travail du levier.

Tous les exemples cités plus haut peuvent indifféremment servir à illustrer le gain en force ou la perte en déplacement. La main du chauffeur



Archimède (v. 287-212 avant notre ère), le plus grand mathématicien, physicien et ingénieur de l'Antiquité. Archimède calcula le volume et la surface de la sphère et de ses parties, du cylindre et des solides formés par la révolution de l'ellipse, de l'hyperbole et de la parabole. Il fut le premier à calculer avec une grande précision le rapport de la longueur du cercle à son diamètre et montra qu'il est compris dans l'intervalle $3\frac{10}{71} < \pi < 3\frac{1}{7}$. En mécanique, il formula les lois du levier, les conditions de flottaison des corps (« principe d'Archimède »), les lois de la composition des forces parallèles. Archimède inventa une machine pour l'élévation de l'eau (« vis d'Archimède », encore utilisée de nos jours pour le transport des matières pulvérulentes et visqueuses), des systèmes de leviers et de poulies pour monter de grandes charges et des machines de guerre, employées avec succès lors du siège de sa ville natale Syracuse par les Romains.

actionnant le cric accomplira un trajet qui sera au déplacement vertical de l'automobile ce que le poids de celle-ci est à la force musculaire de l'homme. Quand nous serrons les branches des cisailles pour couper une tôle de fer-blanc, nous effectuons un travail sur un trajet, qui est d'autant de fois supérieur à la profondeur de l'entaille que la force musculaire est inférieure à la résistance de la tôle. Une pierre soulevée à la pince s'élèvera à une hauteur qui sera à la trajectoire de la main effectuant la pesée ce que la force du biceps est au poids de la pierre. Cette règle permet de comprendre le principe du fonctionnement d'une vis. Supposons qu'un boulon à pas de filetage de 1 mm est vissé à l'aide d'une clé longue de 30 cm. A chaque tour le boulon se déplace de 1 mm, tandis que notre main, pendant ce temps, parcourt un trajet de 2 m. Nous gagnons en force dans la proportion de 2000 contre 1, ce qui nous permet de fixer solidement différentes pièces, ou encore, par un léger effort du bras, de déplacer des charges considérables.

AUTRES MACHINES SIMPLES

La perte en déplacement comme récompense du gain en force est la loi générale de tous les outils à levier, de tous les dispositifs ou mécanismes utilisés par l'homme.

Pour soulever des charges, on se sert couramment de moufles. On appelle ainsi un système formé de poulies mobiles reliées à une ou plusieurs poulies fixes. Sur la figure 5.5, le fardeau est suspendu à 6 cordes. On voit que son poids se répartit régulièrement et que la tension de chaque corde est 6 fois moins grande. Le levage d'un poids d'une tonne demandera une force de 1000/6 = = 167 kgf. Mais on voit aussi que pour soulever

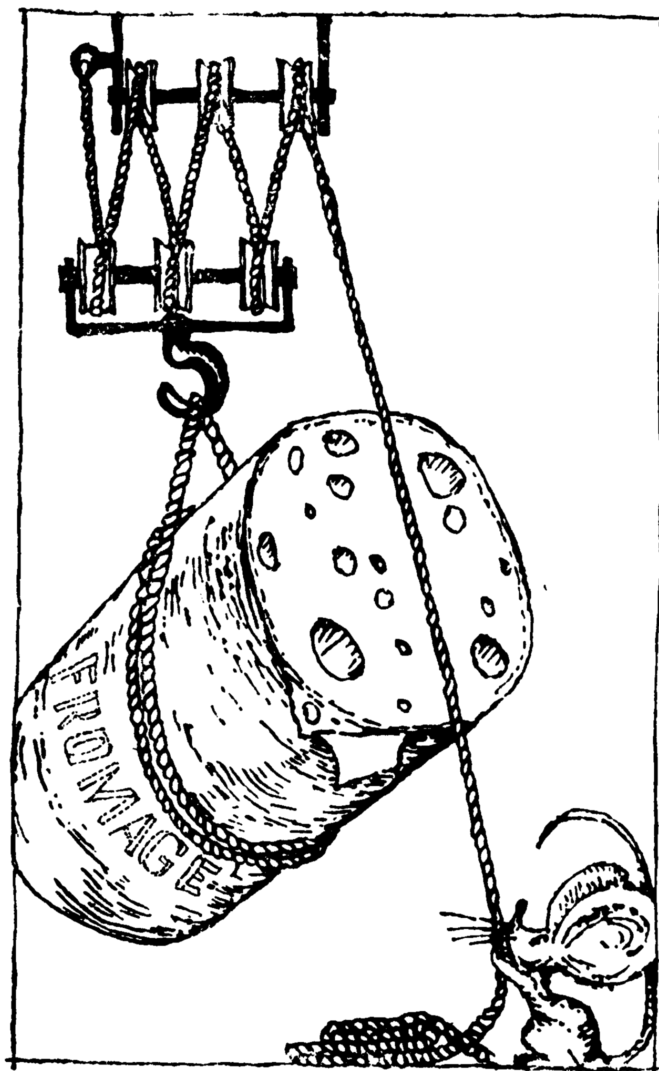


Fig. 5.5

cette charge de 1 mètre, il nous en faudra haler 6 mètres de corde. Une élévation de 1 mètre demande un travail de 1000 kgm. Ce travail doit être produit quelle que soit sa forme ; de toute façon, il faudra que la force de 1000/6 kgf agisse sur un parcours de 6 m, qu'une force de 10 kgf le fasse sur un parcours de 100 m et une force de 1 kgf sur un parcours de 1 km.

Le plan incliné dont nous avons parlé à la page 38 est aussi un dispositif permettant de gagner en force ce que l'on perd en déplacement.

Mais voici un autre moyen, très particulier, de multiplier une force : l'impact. Un coup de marteau, de hache, de bélier ou même, simplement, un coup de poing peuvent atteindre une

très grande force. Le secret d'un coup puissant n'est pas compliqué. Si nous voulons enfoncer un clou dans un mur avec un marteau, il suffit de donner un bon élan. Un bon élan, c'est-à-dire un déplacement suffisamment grand pour que notre force musculaire puisse agir, confère au marteau une grande énergie cinétique. Cette énergie est dépensée sur un trajet très court. Supposons que l'élan est de 0,5 m et que le clou pénètre dans le mur de 0,5 cm ; la force s'est trouvée multipliée par 100. Mais si le mur est plus dur et le clou, à élan égal, ne s'enfonce que de 0,5 mm, le coup est 10 fois plus fort que dans le premier cas. Dans un mur dur le clou ne s'enfonce pas aussi profondément et le même travail est dépensé sur un parcours plus petit. Il en résulte que le marteau semble travailler comme un dispositif automatique, plus c'est dur, plus il frappe fort.

Si l'on imprime un élan au marteau dont la masse est 1 kg, il frappe le clou avec une force de 100 kgf. Quand nous fendons du bois avec une hache lourde, nous produisons une force de plusieurs milliers de kgf. Les marteaux-pilons, eux, tombent d'une hauteur assez faible, de l'ordre de 1 m. Mais lorsqu'il aplatit une pièce de 1 ou 2 mm, un marteau-pilon de masse de 1000 kg frappe celle-ci avec une force de 10^6 kgf.

COMMENT COMPOSER DES FORCES PARALLÈLES AGISSANT SUR UN SOLIDE

Chaque fois qu'aux pages précédentes nous avions à résoudre des problèmes de mécanique où le corps était mentalement remplacé par un point, la question de composition des forces ne présentait aucune difficulté. La règle du parallélogramme nous donnait la réponse et si les forces

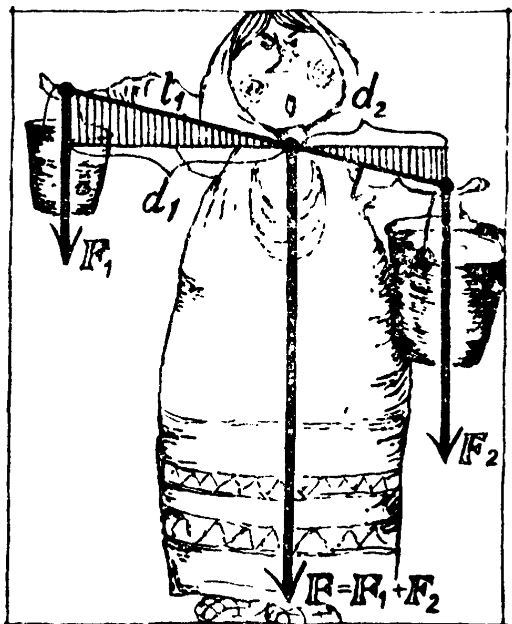


Fig. 5.6

étaient parallèles, nous additionnions leurs valeurs comme des chiffres.

Mais maintenant les choses se compliquent parce qu'en plus de la grandeur et de la direction, la force qui agit sur un objet est caractérisée aussi par le point de son application ou (nous avons expliqué plus haut que cela revient au même) par la ligne selon laquelle elle s'exerce.

Composer plusieurs forces, cela veut dire les remplacer par une seule, ce qui est loin d'être toujours possible.

Le remplacement de forces parallèles par une force résultante, par contre, est un problème toujours réalisable (sauf pour un seul cas spécial dont nous reparlerons à la fin de ce chapitre). Passons donc à la composition de forces parallèles. Il est certain que la somme de forces de 3 kgf et de 5 kgf est égale à 8 kgf, si elles sont dirigées dans le même sens. Le problème consistera à trouver le point d'application de la force résultante (la ligne selon laquelle elle s'exerce).

La figure 5.6 représente deux forces agissant sur un corps. La force résultante F remplace les forces F_1 et F_2, mais cela ne signifie pas seule-

ment que $F = F_1 + F_2$; l'action de F sera équivalente à l'action de F_1 et F_2 au cas où le moment de F est aussi égal à la somme des moments de F_1 et F_2.

Nous cherchons la ligne selon laquelle s'exerce la force résultante F. Elle sera évidemment parallèle aux forces F_1 et F_2, mais à quelle distance ?

Le point d'application de la force F est représenté sur la figure par un point qui se trouve sur le segment reliant les points d'application des forces F_1 et F_2. Par rapport à ce point, le moment de F est évidemment nul. Mais alors la somme des moments de F_1 et F_2, par rapport à ce point, doit également être nulle, c'est-à-dire que les moments des forces F_1 et F_2, qui sont de signes contraires, seront de valeur égale.

Désignant par d_1 et d_2 les bras de levier des forces F_1 et F_2, nous pouvons écrire cette condition de la façon suivante :

$$F_1 d_1 = F_2 d_2, \quad \text{c'est-à-dire } \frac{F_1}{F_2} = \frac{d_2}{d_1}.$$

Vu que les triangles hachurés sont semblables, nous avons $d_2/d_1 = l_2/l_1$; autrement dit, le point d'application de la force résultante sur le segment connecteur divise la distance qui sépare les forces à composer en deux parties l_1 et l_2 inversement proportionnelles aux forces.

Désignons par l la distance entre les points d'application des forces F_1 et F_2. Il est évident que $l = l_1 + l_2$. Nous résolvons un système de deux équations à deux inconnues :

$$F_1 l_1 - F_2 l_2 = 0,$$
$$l_1 + l_2 = l.$$

On obtient :

$$l_1 = \frac{F_2 l}{F_1 + F_2}, \quad l_2 = \frac{F_1 l}{F_1 + F_2}.$$

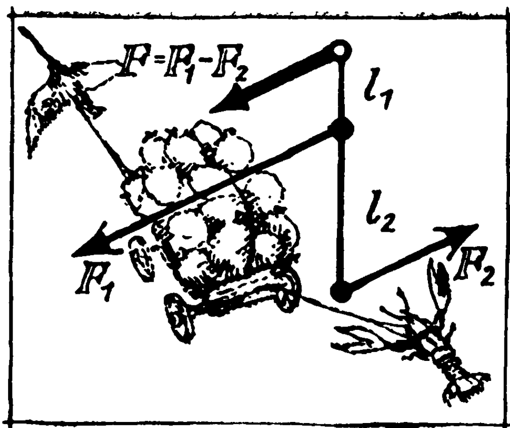


Fig. 5.7

Ces formules donnent le point d'application de la force résultante non seulement dans le cas où les forces sont dirigées dans le même sens, mais aussi dans celui où elles sont dirigées en sens opposé (on dit alors qu'elles sont antiparallèles). Si les forces sont dirigées en sens opposé, elles sont de signe contraire et la résultante est égale à la différence des forces $F_1 - F_2$ et non plus à leur somme. En admettant que la plus petite de deux forces (F_2) est négative, on voit d'après les formules que la distance l_1 devient négative, elle aussi. Cela signifie que le point d'application de F_1 n'est plus à gauche (comme précédemment), mais à droite du point d'application de la résultante (fig. 5.7) et l'on a toujours

$$F_1/F_2 = l_2/l_1.$$

Dans ce cas, F non seulement déplace le corps, mais lui imprime une rotation. Le fait que le point d'application de F se trouve à l'extérieur du corps ne doit pas nous impressionner: les seules réelles sont toujours les forces F_1 et F_2.

On obtient un résultat assez intéressant quand il s'agit de forces antiparallèles égales. On a alors $F_1 + F_2 = 0$, et les formules montrent que l_1 et l_2 croissent à l'infini. Quel en est le sens physique? Etant donné que rapporter la résultante à l'infini ne rime à rien, on en conclut qu'il est impossible de remplacer les forces antiparallè-

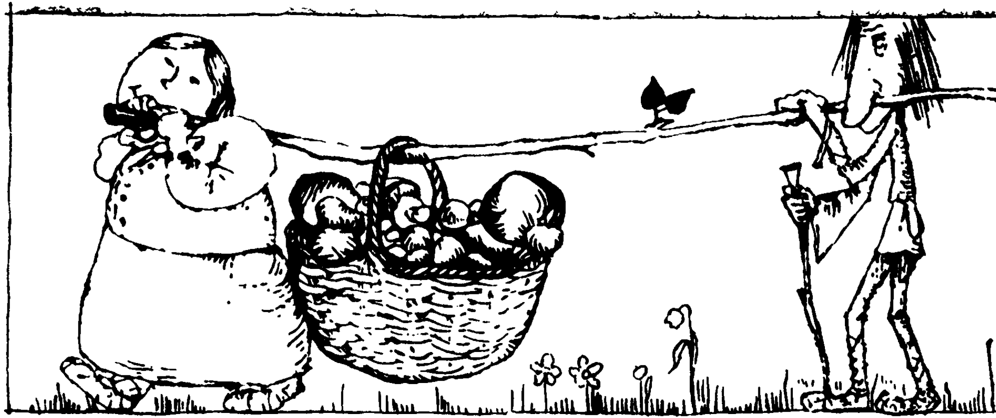


Fig. 5.8

les égales par une force unique. Une telle combinaison de forces est appelée couple.

On ne peut pas ramener l'action d'un couple à l'action d'une seule force. Deux forces parallèles ou antiparallèles inégales peuvent toujours être équilibrées par une seule force (dans le second cas on a recours à un dispositif simple: une barre fixée au corps, l_1 sur la figure 5,7), un couple — non.

Cependant, il serait faux de penser que les forces qui forment un couple se détruisent mutuellement. Le couple a une action capitale, il fait tourner le corps auquel il s'applique; sa particularité consiste en ce qu'il ne donne pas de mouvement de translation.

Quelquefois, c'est le problème inverse qui se pose: décomposer une force donnée en deux forces parallèles.

Sur la figure 5.8, nous avons représenté deux personnages portant un lourd panier à l'aide d'un bâton, de façon que le poids du panier se répartisse entre les deux porteurs. Si la charge s'applique au milieu du bâton, chacun porte le même poids. La distance du point d'application de la charge aux épaules des porteurs étant d_1 et d_2, la force F se décompose en deux forces F_1 et F_2

suivant la règle

$$F_1/F_2 = d_2/d_1.$$

Il faudra que le plus fort prenne le bout du bâton qui se trouve plus près du panier.

CENTRE DE GRAVITÉ

Toutes les particules d'un corps possèdent un poids. Pour cette raison, un solide est toujours sollicité par un nombre infini de forces de pesanteur et toutes ces forces sont parallèles. Puisqu'elles sont parallèles, nous pouvons les additionner suivant les règles que nous venons d'établir et les remplacer par une force unique. Le point d'application de la résultante est appelé centre de gravité. Le poids du corps est, pour ainsi dire, concentré en ce point.

Suspendons le solide par une partie quelconque. Comment va-t-il se comporter? Vu que nous pouvons le remplacer mentalement par une charge concentrée au centre de gravité, nous pouvons déjà dire que cette charge, lorsqu'elle sera équilibrée, se trouvera sur une verticale passant par le point d'appui. Autrement dit, quand un solide se trouve en équilibre, son centre de gravité se situe sur la verticale qui passe par le point d'appui, au point le plus bas.

On peut aussi disposer le centre de gravité sur la verticale qui passe par l'axe mais au-dessus du point d'appui. On n'y parviendra qu'avec difficulté et encore grâce au frottement. Un tel équilibre est instable.

Nous avons déjà parlé de la condition de l'équilibre stable et dit que l'énergie potentielle doit alors être minimale. C'est exact chaque fois que le centre de gravité se trouve au-dessous du point d'appui. Tout écart a pour résultat d'élever le centre de gravité et d'augmenter ainsi l'énergie

potentielle. Au contraire, lorsque le centre de gravité se trouve au-dessus du point d'appui, le moindre écart de cette position provoque une diminution de l'énergie potentielle. Un tel équilibre est instable.

Découpons une figure quelconque dans du carton. Pour trouver son centre de gravité, suspendons-la à deux reprises à un fil en le collant d'abord à un point, puis à un autre. Fixons maintenant la figure sur un axe passant par le centre de gravité. Mettons la figure dans une position, une deuxième, une troisième ... Nous constatons que le morceau de carton demeure absolument indifférent à ces opérations successives. Dans n'importe quelle position, nous avons un cas spécial d'équilibre, appelé équilibre indifférent.

Cela n'est pas fait pour nous étonner: dans n'importe quelle position le point matériel qui remplace la figure reste au même endroit.

Dans beaucoup de cas, on peut trouver le centre de gravité directement, sans calcul ni essai. Il est évident, par exemple, que le centre de gravité d'une sphère, d'un cercle, d'un carré, d'un rectangle se trouve au centre géométrique de chacune de ces figures, puisqu'elles sont symétriques. Si l'on divise mentalement un corps symétrique en autant de particules qu'on voudra, à chacune de celles-ci correspondra une autre particule symétrique par rapport au centre. Pour chaque paire de ces particules le centre de la figure sera aussi le centre de gravité.

Le centre de gravité d'un triangle se trouve au point d'intersection de ses médianes. En effet, divisons le triangle en bandes étroites parallèles à l'un des côtés. La médiane partage chaque bande en deux parties égales. Mais le centre de gravité de la bande se trouve évidemment en son milieu, c'est-à-dire sur la médiane. Les centres de gravité de toutes les bandes se situent sur la

médiane, et la simple addition de leurs forces de pesanteur nous fait conclure que le centre de gravité du triangle se trouve aussi quelque part sur la médiane. Or, ce raisonnement est valable pour toutes les médianes; pour cette raison, le centre de gravité ne peut se trouver que sur leur intersection.

Toutefois, vous n'êtes peut-être pas certains de ce que trois médianes se coupent bien en un point. De fait, cela se démontre en géométrie, mais notre raisonnement prouve également ce théorème intéressant. Un solide ne peut pas avoir plusieurs centres de gravité et puisqu'il n'y en a qu'un, qui se trouve sur la médiane quel que soit l'angle sous lequel nous la traçons, cela signifie que toutes les trois médianes se coupent en un point. Notre problème de physique nous a permis ainsi de démontrer un théorème géométrique.

Il sera plus difficile de trouver le centre de gravité d'un cône homogène. Pour des raisons de symétrie, pourtant, il est visible qu'il est situé sur la ligne axiale. Le calcul montre qu'il se trouve au quart de la hauteur à partir de la base.

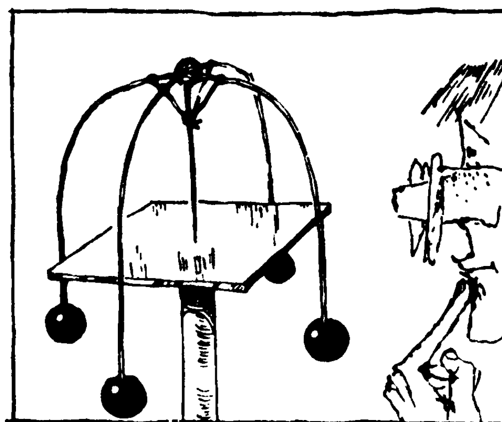
Le centre de gravité n'est pas obligatoirement à l'intérieur du solide. Ainsi, le centre de gravité d'un anneau se trouve en son centre, c'est-à-dire, hors de l'anneau proprement dit.

Est-il possible d'équilibrer une épingle en position verticale sur un support en verre?

La figure 5.9 montre comment on peut y parvenir. Il faudra pour cela fixer à l'épingle un petit dispositif en fil de fer ayant la forme de deux U renversés avec quatre petites boules aux extrémités. Comme les boules sont plus basses que l'appui et le poids de l'épingle est très petit, le centre de gravité se trouve aussi plus bas que le point d'appui, et la position est stable.

Jusqu'à présent, il s'agissait de solides n'ayant qu'un seul point d'appui. Comment se pré-

Fig. 5.9



sentent les choses lorsque le corps repose sur une aire ?

Il est clair que dans ce cas le fait que le centre de gravité se trouve plus haut que l'appui ne prouve pas l'instabilité de l'équilibre. Autrement, comment un verre resterait-il posé verticalement sur la table ? Pour qu'il y ait stabilité il faut que la ligne selon laquelle agit la force de pesanteur passant par le centre de gravité demeure à l'intérieur de l'aire d'appui. Inversement, si cette ligne passe en dehors de l'aire d'appui le corps tombe.

Le degré de stabilité varie en fonction de la hauteur du centre de gravité au-dessus de l'appui. Il faut être bien maladroit pour renverser un verre de thé, tandis que la moindre inattention suffit à faire tomber un vase de fleur à embase étroite. Pourquoi ? Jetez un coup d'œil sur la figure 5.10. La même force renversante ajoutée à la pesanteur donne une résultante qui serre le corps contre l'appui si le centre de gravité est bas ; s'il est haut, la résultante ne passe pas par l'aire d'appui et part latéralement.

Nous avons dit que pour avoir un équilibre stable, la force qui sollicite un corps doit passer par l'aire d'appui. Or, l'aire d'appui indispensable à l'équilibre ne correspond pas toujours à l'aire d'appui réelle. Sur la figure 5.11 nous voyons un corps dont l'aire d'appui a la forme d'un

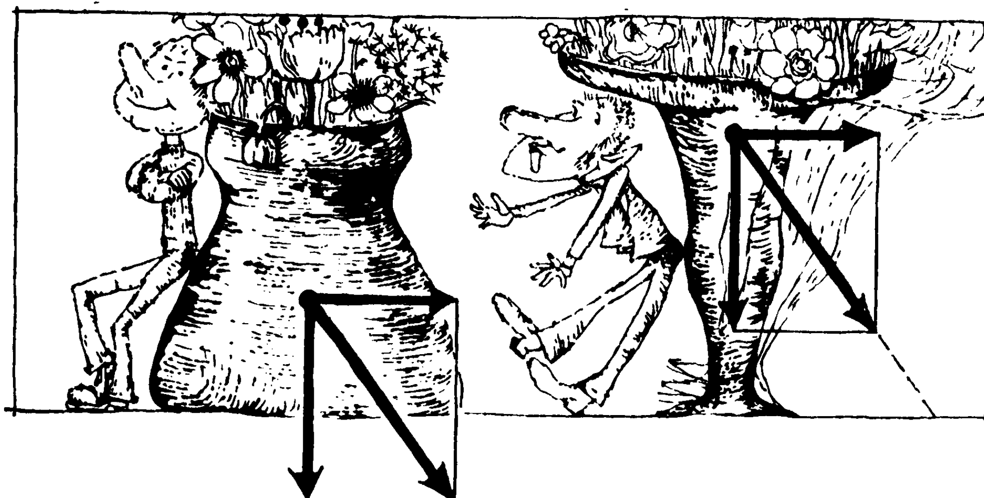


Fig. 5.10

croissant. On conçoit sans peine que la stabilité du corps ne gagnera pas grand-chose si on complète le socle jusqu'à parvenir à un demi-cercle plein. Il peut donc arriver que l'aire d'appui déterminant l'équilibre soit plus grande que l'aire d'appui réelle.

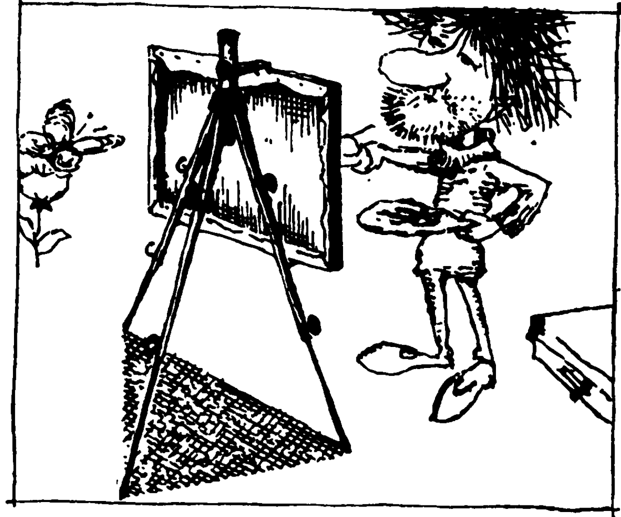
Pour trouver la surface d'appui du trépied représenté sur la figure 5.12 il suffit de réunir ses extrémités par des segments de droite.

Et pourquoi est-il si difficile de garder l'équilibre sur une corde raide ? Parce que l'aire d'appui diminue de beaucoup. C'est donc un exercice très délicat et les bons funambules méritent bien des



Fig. 5.11

Fig. 5.12



applaudissements. Mais il arrive que les spectateurs soient induits en erreur et prennent pour du grand art des trucs qui facilitent l'exécution du numéro. L'équilibriste, par exemple, saisit une palanche recourbée à laquelle il a accroché deux seaux d'eau, à la hauteur de la corde. L'orchestre se tait, notre funambule se concentre et s'avance dans le vide. Quel numéro difficile ! pense la foule. Rien de tel en réalité, car l'artiste, ayant abaissé le centre de gravité, s'est facilité la tâche.

CENTRE D'INERTIE

On peut se demander où se trouve le centre de gravité d'un groupe de corps. Si un radeau transporte plusieurs personnes, sa stabilité dépendra de la position du centre de gravité commun (radeau compris).

Le sens de la notion reste le même, à savoir : le centre de gravité est le point d'application de la somme des forces de pesanteur de tous les corps du groupe considéré.

Nous connaissons le résultat du calcul quand il s'agit de deux corps. Si deux corps pesant respectivement P_1 et P_2 sont à une distance x l'un de l'autre, le centre de gravité se trouve à une distance x_1 du premier corps et à une distance x_2

du second, donc, on a:

$$x_1 + x_2 = x \quad \text{et} \quad P_1/P_2 = x_2/x_1.$$

Vu que le poids peut être représenté comme le produit mg, le centre de gravité de deux corps satisfait la condition

$$m_1x_1 = m_2x_2,$$

c'est-à-dire qu'il se trouve en un point qui divise la distance entre les masses en tronçons inversement proportionnels à celles-ci.

Souvenons-nous maintenant de la façon dont tirait le canon installé sur un châssis. Les impulsions du canon et de l'obus sont égales et dirigées en sens opposé. On a les égalités suivantes:

$$m_1v_1 = m_2v_2 \quad \text{ou} \quad v_2/v_1 = m_1/m_2,$$

le rapport des vitesses conservant cette valeur tout le temps que dure l'interaction. A l'issue du recul, le canon et l'obus se déplacent par rapport à leur position initiale d'une distance x_1 et x_2 dans des sens opposés. Si les trajets x_1 et x_2 croissent, le rapport des vitesses demeurant invariable, leurs valeurs aussi resteront toujours dans le même rapport:

$$x_2/x_1 = m_1/m_2 \text{ ou } x_1m_1 = x_2m_2.$$

x_1 et x_2 sont les distances du canon et de l'obus à leur position initiale. Si l'on compare cette formule à celle qui détermine la position du centre de gravité, nous constatons une identité totale. Résultat direct: après le coup de feu, le centre de gravité de l'obus et du canon demeure au point initial.

Autrement dit, et c'est une conclusion particulièrement intéressante, le centre de gravité du canon et de l'obus demeure en repos même après que le coup de feu eut été tiré.

Cette conclusion est toujours valable: si le centre de gravité de deux corps est initialement en repos, une interaction de ces derniers, quel que soit son caractère, est impuissante à changer la position du centre de gravité commun. C'est pour cette raison qu'on ne peut pas se soulever soi-même en se tirant par les cheveux ni s'envoler sur la Lune à l'aide de la méthode que préconisait Cyrano de Bergerac: se munir d'un morceau de fer et d'un aimant et lancer sans arrêt le second de façon à attirer le premier!

Du point de vue d'un autre système inertiel un centre de gravité en repos se déplace d'une façon uniforme. Il peut donc demeurer en repos ou être animé d'un mouvement rectiligne et uniforme.

Tout ce que nous avons dit sur le centre de gravité de deux corps reste vrai pour un groupe de plusieurs corps, isolés, évidemment, et nous le stipulons toujours lorsqu'il s'agit d'appliquer la loi de conservation de l'impulsion.

Tout groupe de corps en interaction comporte donc toujours un point qui est en repos ou qui se déplace uniformément, et ce point est leur centre de gravité commun.

Afin de mettre en relief la nouvelle propriété de ce point, on l'appelle encore centre d'inertie. On ne saurait parler, en effet, que d'une manière très conventionnelle du poids du système solaire ou de son centre de gravité.

Quel que soit le mouvement dont sont animés les corps formant un groupe fermé, leur centre d'inertie (de gravité) commun restera en repos ou, dans un autre système de référence, se déplacera par inertie.

Nous allons faire connaissance d'une nouvelle notion de la mécanique qui va nous permettre de formuler une autre loi du mouvement importante.

Cette notion est appelée moment de rotation, moment d'impulsion ou encore moment cinétique. Ces différentes appellations montrent déjà qu'il s'agit d'une grandeur qui ressemble au moment d'une force.

Le moment d'impulsion, comme le moment d'une force, exige que soit connu le point par rapport auquel on détermine le moment. Pour déterminer le moment d'impulsion par rapport à un point quelconque, il faut construire le vecteur de l'impulsion et abaisser de ce point une perpendiculaire sur sa direction. Le produit de l'impulsion mv par le bras de levier d n'est autre que le moment d'impulsion, que nous désignerons par la lettre N:

$$N = mvd.$$

Si le corps se déplace librement, sa vitesse ne change pas; son bras de levier par rapport à un point quelconque reste de même invariable, puisque le mouvement s'effectue suivant une droite. On voit que le moment d'impulsion reste, lui aussi, invariable.

Comme pour le moment d'une force, on peut écrire une seconde formule pour le moment de rotation. Réunissons par un rayon le point où se trouve le corps avec le point par rapport auquel nous voulons connaître le moment (fig. 5.13). Traçons également la projection de la vitesse sur la direction perpendiculaire au rayon. Des triangles semblables construits sur le dessin on voit que $v/v_{\perp} = r/d$. On a donc $vd = v_{\perp}r$ et la formule du moment de rotation peut encore s'écrire

$$N = mv_{\perp}r,$$

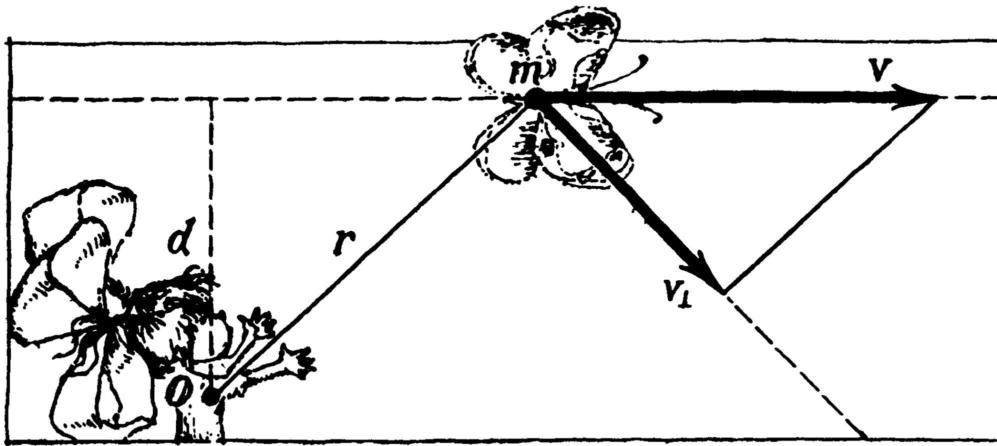


Fig. 5.13

Comme nous venons de le dire, dans un déplacement libre le moment de rotation reste constant. Et si le corps est sollicité par une force? Le calcul montre que dans ce cas la variation du moment de rotation en une seconde est égale au moment de la force.

Cette loi est aussi valable pour un système de corps. Si l'on additionne les variations de moments de rotation de tous les corps qui en font partie, on verra que leur somme sera égale à la somme des moments des forces qui les sollicitent. Donc, nous pouvons dire que pour un groupe de corps les variations du moment d'impulsion total par unité de temps sont égales à la somme des moments de toutes les forces.

LOI DE CONSERVATION DU MOMENT DE ROTATION

Réunissons deux pierres à l'aide d'un cordon et lançons avec force l'une d'elles; l'autre va suivre la première, entraînée par le cordon tendu. Sur leur trajectoire, elles vont se devancer à tour de rôle, et leur progression sera accompagnée d'une rotation. Oublions pour le moment le champ de gravitation, admettons que l'expérience se déroule dans le vide sidéral.

Les forces qui agissent sur les pierres sont égales et dirigées à la rencontre l'une de l'autre le long du cordon (action et réaction). Mais alors les bras de levier des deux forces, par rapport à un point quelconque, seront les mêmes. Des bras de levier égaux et des forces égales mais de sens contraire donnent des moments égaux et de signe contraire.

Le moment des forces résultant sera nul. Il s'ensuit que les variations du moment de rotation seront également nulles, c'est-à-dire que le moment de rotation d'un tel système reste constant.

Pour plus de clarté nous nous sommes servis du cordon reliant les deux pierres. En fait, la loi de conservation du moment de rotation est valable pour une paire quelconque de corps en interaction quelle que soit cette interaction.

Pas seulement pour une paire, d'ailleurs. Lorsqu'on étudie un système fermé, on peut toujours diviser les forces en présence en nombres égaux de forces d'action et de réaction, dont les moments se détruiront deux par deux.

La loi de conservation du moment de rotation résultant est universelle et valable pour n'importe quel système fermé.

Pour un corps tournant autour de son axe, le moment de rotation est

$$N = mvr,$$

où m est la masse, v la vitesse et r la distance à l'axe. En exprimant la vitesse par le nombre de tours par seconde n on a

$$v = 2\pi nr \quad \text{et} \quad N = 2\pi mnr^2,$$

c'est-à-dire que le moment de rotation est proportionnel au carré de la distance à l'axe.

Asseyez-vous sur un siège pivotant, munissez-vous d'haltères suffisamment lourds, écartez les

bras et demandez à quelqu'un de vous faire tourner assez lentement. Maintenant, attention! D'un mouvement rapide, repliez vos bras sur la poitrine : brusquement vous commencez à tourner plus vite. Si vous écartez les bras, le mouvement ralentit ; si vous les ramenez sur la poitrine, il s'accélère. Vous pourrez modifier votre vitesse de rotation à plusieurs reprises avant que les forces de frottement n'immobilisent le siège.

Que s'est-il passé ?

Avec une vitesse de rotation constante, le moment de rotation diminue chaque fois que les poids se rapprochent de l'axe. C'est pour « compenser » cette diminution que la vitesse de rotation augmente.

Les acrobates ne se font pas faute d'utiliser cette loi. Voyons, par exemple, ce qui se passe au moment d'un saut périlleux. On a tout d'abord un appel venant d'un tremplin ou de la main du partenaire. A ce moment, le corps est incliné en avant ; son poids et la force d'appel créent un moment instantané. La force d'appel imprime un mouvement vers l'avant, et le moment provoque la rotation. Mais cette rotation est lente et ne produit guère d'impression sur les spectateurs, aussi l'acrobate plie-t-il les genoux et ramassant ainsi son corps plus près de l'axe de rotation, il en augmente considérablement la vitesse et fait un retournement. Tel est le mécanisme du saut.

Les pivotements rapides d'une ballerine se basent sur le même principe. Généralement, c'est le partenaire qui lui confère le moment de rotation initial. A cet instant, le corps de la danseuse est incliné ; une lente rotation commence, puis la ballerine se redresse en un mouvement vif et gracieux. Maintenant, tous les points du corps se sont rapprochés de l'axe de rotation et la conservation du moment de rotation se traduit par un accroissement brusque de la vitesse.

LE MOMENT DE ROTATION CONSIDÉRÉ COMME UN VECTEUR

Jusqu'à présent, nous ne considérions que la valeur du moment de rotation. Or, celui-ci possède en outre toutes les propriétés d'une grandeur vectorielle.

Examinons, par exemple, la rotation d'un point par rapport à un « centre ». Sur la figure 5.14, nous avons représenté deux positions voisines d'un même point. Le mouvement qui nous intéresse sera caractérisé par la valeur du moment de rotation et le plan dans lequel il s'inscrit. Représenté en hachuré, ce dernier n'est autre que l'aire balayée par un rayon joignant le « centre » au mobile.

Nous pouvons associer les données dont nous disposons sur la direction du plan de mouvement et sur la valeur du moment d'impulsion. Nous utiliserons à cette fin le vecteur du moment dirigé suivant la normale au plan de mouvement et égal en grandeur à la valeur absolue du moment. Mais ce n'est pas tout : il faut encore tenir compte de la direction du mouvement dans le plan, car le mobile peut tourner dans le sens des aiguilles d'une montre comme en sens inverse.

Il est convenu de tracer le vecteur du moment d'impulsion de façon que lorsqu'on regarde dans le sens opposé au vecteur, la rotation du point

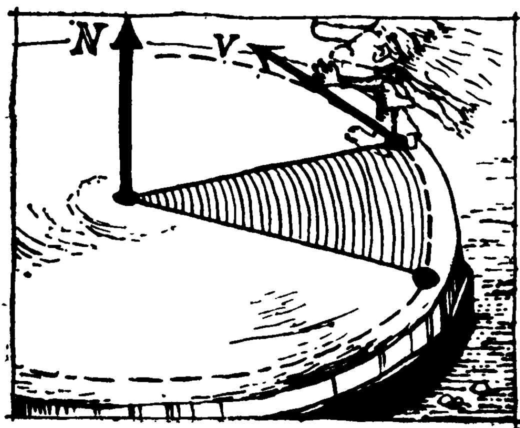


Fig. 5.14

s'effectue dans le sens contraire des aiguilles d'une montre. Ou, si l'on préfère, le sens du vecteur est lié au sens de la rotation exactement comme le sens du tire-bouchon qui se visse est lié à celui du mouvement de la poignée.

Connaissant le vecteur du moment d'impulsion nous pouvons donc juger de la valeur du moment, de la position du plan de mouvement dans l'espace et du sens de rotation par rapport au « centre ».

Si la trajectoire se trouve dans un même plan, tandis que le bras de levier et la vitesse changent, le vecteur du moment d'impulsion, conservant sa direction dans l'espace, change de longueur. En cas de mouvement arbitraire le vecteur de l'impulsion varie en grandeur et en direction.

On pourrait penser que la réunion en une même notion de la direction du plan de mouvement et de la valeur du moment de rotation ne sert qu'à économiser les mots. En réalité, chaque fois que nous aurons affaire à un système de mobiles se déplaçant dans des plans différents nous ne pourrons user de la loi de conservation du moment qu'en additionnant les moments de rotation comme des vecteurs.

Ainsi, on voit que le fait de conférer au moment de rotation un caractère vectoriel a une grande importance.

Ce moment est toujours déterminé par rapport à un « centre » conventionnel. Il est donc normal que sa valeur dépende du choix de ce point. On peut, cependant, montrer que si le système examiné se trouve, au total, en repos (si son impulsion totale est nulle) le vecteur du moment de rotation ne dépend plus du choix du « centre ». Ce moment peut être appelé moment de rotation interne d'un système donné.

La loi de conservation du vecteur du moment d'impulsion est la troisième et dernière loi de

conservation. Toutefois, nous ne sommes pas tout à fait exacts quand nous parlons de trois lois de conservation. L'impulsion et le moment d'impulsion sont en effet des grandeurs vectorielles, et la loi de conservation d'une telle grandeur lui assigne à la fois une valeur numérique et un sens constants ; autrement dit, ce sont les trois composantes du vecteur, axées selon trois directions mutuellement perpendiculaires dans l'espace, qui restent constantes. L'énergie est une grandeur scalaire, l'impulsion une grandeur vectorielle et le moment de rotation l'est également. Il serait donc plus exact de dire que la mécanique comporte sept lois de conservation.

TOUPIES GYROSCOPIQUES

Essayez d'équilibrer une assiette au bout d'une canne et de la maintenir dans cette position... Vous n'arriverez à rien de bon. Ce truc est, cependant, le numéro favori des jongleurs, qui parviennent même à le faire simultanément avec plusieurs cannes. Le jongleur ne cherche pas à maintenir ses cannes à la verticale, et c'est un miracle que de voir les assiettes effleurant à peine le bout des cannes inclinées rester en équilibre, quasiment suspendues dans l'air.

S'il vous arrive d'observer ce travail de plus près, remarquez bien ce fait capital : les assiettes sont entraînées de manière à tourner rapidement dans leur plan.

Qu'il jongle avec des masses, des anneaux ou des chapeaux, toujours le bateleur leur imprime un mouvement de rotation. Ce n'est qu'à cette condition que les objets réintègrent ses mains.

Comment expliquer une telle stabilité de rotation ? Ici encore intervient la loi de conservation du moment. En effet, dès que l'axe de rotation change de direction, le vecteur du moment de

rotation en fait autant. De même qu'il faut une force pour faire varier la vitesse, il faut un moment de force pour faire varier la direction de rotation, et d'autant plus grand que le corps tourne plus vite.

Cette tendance d'un corps tournant rapidement à conserver la direction de l'axe de rotation apparaît dans de nombreux cas analogues. Ainsi, une toupie en mouvement ne se renverse pas si son axe s'incline.

Essayez donc de déséquilibrer à la main une toupie en train de tourner: ce n'est pas si facile.

L'artillerie utilise couramment cette propriété des corps en rotation. Vous savez probablement que l'âme d'un canon comporte des rayures. L'obus qui quitte le canon tourne sur son axe, et cette circonstance l'empêche de se livrer à des culbutes sur sa trajectoire. Un canon à tube rayé assure une meilleure précision et une plus grande portée qu'un canon à tube lisse.

L'aviateur, le navigateur ont toujours besoin de connaître avec précision la véritable position de la verticale terrestre par rapport à l'avion ou au navire à chaque instant donné. Un fil à plomb ne saurait convenir puisqu'à chaque accélération le poids va dévier. On utilise donc une toupie spéciale, animée d'un mouvement giratoire très rapide et appelée horizon gyroscopique. Si l'on fait coïncider son axe de rotation avec la verticale terrestre, il gardera cette position quelles que soient les évolutions de l'avion dans l'espace.

Et sur quoi va-t-on fixer la toupie gyroscopique? Si elle se trouve sur un support solidarisé à l'avion, l'axe de rotation ne va-t-il pas perdre sa direction initiale? On y remédie en recourant à une suspension dite à cardan (fig. 5.15). Les frottements étant réduits au minimum, la toupie peut se comporter comme si elle était suspendue dans l'air.

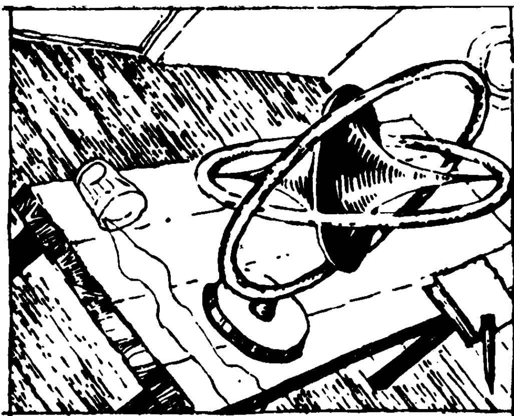


Fig. 5.15

La toupie gyroscopique permet de maintenir automatiquement le cap d'une torpille ou d'un avion. Cela s'obtient à l'aide d'un mécanisme qui veille à ce que la direction de l'axe de l'engin et celle de l'axe de la toupie se maintiennent sous un angle donné.

Le principe d'un appareil aussi important que le compas gyroscopique est le même. On démontre que sous l'action conjuguée de la force de Coriolis et des forces de frottement l'axe de la toupie finit par s'orienter parallèlement à l'axe terrestre et indique ainsi le Nord.

Les compas gyroscopiques sont largement utilisés dans la marine. L'élément essentiel en est un moteur à volant lourd pouvant tourner à 25 000 tr/mn.

Malgré les difficultés que l'on a pour éliminer toutes sortes de perturbations, en particulier celles dues au roulis, le compas gyroscopique présente de sérieux avantages sur le compas magnétique. Le grand défaut de ce dernier est que ses indications sont influencées par les objets métalliques et les installations électriques du navire.

ARBRE FLEXIBLE

L'arbre des turbines à vapeur est l'une des pièces vitales de ces énormes machines. Sa fabrication (il atteint des dimensions de l'ordre de

10 m de long et de 0,5 m de diamètre) pose un problème technique très délicat. Certains peuvent supporter une charge de l'ordre de 200 tonnes et tourner à la vitesse de 3000 tr/mn.

De prime abord on penserait qu'une telle pièce doive être extrêmement rigide et résistante. Eh bien, non : quelle que soit sa solidité, un arbre rigide incapable de fléchir se briserait inévitablement au-delà de quelques milliers de tours par minute.

On en conçoit aisément la raison. En effet, quelle que soit la précision de l'usinage, on ne saurait éviter une asymétrie, si petite soit-elle, de la roue de la turbine. En plein régime des forces centrifuges énormes vont apparaître ; rappelons au lecteur que leur valeur est proportionnelle au carré de la vitesse de rotation. Il suffit qu'elles ne soient pas équilibrées avec la plus haute précision pour que l'arbre présente un « faux-rond » de rotation, brise les paliers et mette la turbine hors d'usage.

En son temps ce phénomène créait des difficultés insurmontables dès qu'il s'agissait d'augmenter la vitesse de rotation d'une turbine. La solution ne fut trouvée qu'à la fin du siècle dernier, quand on se mit à utiliser des arbres flexibles.

Pour bien saisir le principe de cette remarquable découverte nous allons calculer l'action résultante des forces centrifuges. Comment va-t-on composer ces dernières? Il se trouve que la résultante de toutes les forces centrifuges est appliquée au centre de gravité de l'arbre et a une valeur identique à celle que l'on trouverait, si toute la masse de la roue était concentrée en ce point.

Désignons par a la distance du centre de gravité de la roue à l'axe de la turbine, distance qui n'est pas nulle par suite de la faible asymétrie de

la roue. Dès que la turbine tourne des forces centrifuges agissent sur l'arbre, et ce dernier fléchit. Désignons le déplacement de l'arbre par l et calculons-en la valeur. Nous connaissons la formule de la force centrifuge (voir page 84). Celle-ci est proportionnelle à la distance entre le centre de gravité et l'axe, qui est maintenant $a + l$ et est égale à $4\pi^2 n^2 M(a + l)$, où n est le nombre de tours par minute et M la masse des parties tournantes. La force centrifuge est équilibrée par une force élastique proportionnelle à la valeur du déplacement de l'arbre et est égale à kl, où le coefficient k caractérise la rigidité de l'arbre. On a donc:

$$kl = 4\pi^2 n^2 M \,(a + l),$$

d'où

$$l = a \Big/ \left(\frac{k}{4\pi^2 n^2 M} - 1\right).$$

A en juger par cette formule un arbre flexible n'a pas à craindre les grandes vitesses. Pour des valeurs considérables (même infiniment grandes) de n la flèche l de l'arbre ne croît pas excessivement. Le facteur $k/4\pi^2 n^2 M$ de cette dernière formule devient nul, et la flèche l de l'arbre s'identifie à la valeur de l'asymétrie, mais avec un signe contraire.

Ce résultat montre que pour un nombre de tours élevé une roue à aubes asymétrique, au lieu de briser l'arbre, le fait fléchir jusqu'à éliminer l'influence de l'asymétrie. L'arbre flexible centre les parties tournantes, son fléchissement fait coïncider le centre de gravité avec l'axe de rotation et annihile ainsi l'action de la force centrifuge.

La flexibilité de l'arbre n'est donc pas un défaut, mais au contraire, la condition nécessaire de sa stabilité, puisqu'il lui faut maintenant fléchir d'une valeur a sans se briser.

Le lecteur attentif aura remarqué une erreur dans notre raisonnement. En effet, pour peu que l'on déplace l'arbre assurant le « centrage » aux grandes vitesses de la position d'équilibre trouvée et que l'on examine seulement les forces centrifuges et la force élastique, on se rend compte aisément que cet équilibre est instable. Toutefois, la force de Coriolis sauve la situation et assure une stabilité suffisante.

La turbine commence à tourner lentement. Au début, n étant très petit, la fraction $k/4\pi^2n^2M$ tiendra un rôle important. Tant que cette fraction, malgré l'accroissement du nombre de tours, restera plus grande que l'unité, la valeur de la flèche de l'arbre aura le même signe que la valeur du déplacement initial du centre de gravité de la roue. Ainsi, au départ le fléchissement de l'arbre ne centre pas la roue, mais, au contraire, augmente le déplacement global du centre de gravité, donc la force centrifuge. Avec le nombre de tours n (mais toujours sous la condition $k/4\pi^2n^2M > 1$) le déplacement augmente jusqu'à l'instant critique. Pour $k/4\pi^2n^2M = 1$ le dénominateur devient nul et la flèche de l'arbre se fait en théorie infiniment grande. Avec une telle vitesse de rotation l'arbre cassera. Au démarrage, il faudra donc franchir très vite cet instant, sauter le nombre de tours critique et passer à une vitesse beaucoup plus élevée pour laquelle commencera le phénomène d'autocentrage décrit plus haut.

Cet instant critique, que représente-t-il? Nous pouvons écrire la condition à laquelle il apparaît sous la forme suivante:

$$4\pi^2M/k = 1/n^2$$

ou bien, en remplaçant le nombre de tours par la période de rotation (à l'aide de la relation $n =$

$= 1/T$ et en extrayant la racine), sous celle-ci:

$$T = 2\pi \sqrt{M/k}.$$

Qu'avons-nous obtenu dans la partie droite de l'égalité ? Nous avons déjà vu cette formule quelque part. En revenant à la page 149 nous reconnaissons la période d'oscillations propre de la roue de la turbine. $2\pi \sqrt{M/k}$ n'est autre que la période avec laquelle oscillerait la roue d'une turbine de masse M calée sur un arbre de rigidité k, si nous l'abandonnions à elle-même.

On voit donc que l'instant dangereux est celui où la période de rotation de la roue à aubes coïncide avec la période d'oscillations propre du système turbine-arbre. Il est imputable au phénomène de résonance.

CHAPITRE 6

GRAVITATION

SUR QUOI TIENT LA TERRE ?

Dans les temps reculés, les Russes répondaient à cette question très simplement : sur trois baleines. Il est vrai qu'on ne voyait pas très bien sur quoi tenaient les baleines, mais ce n'était pas fait pour tracasser nos naïfs ancêtres.

On eut une notion assez exacte du caractère du mouvement de la Terre, de la forme de cette dernière, des nombreuses lois du mouvement des planètes autour du Soleil bien avant que l'on apprenne à en expliquer les causes.

Et en effet, sur quoi tiennent la Terre et les planètes ? Pourquoi gravitent-elles autour du Soleil selon des trajectoires fixes et ne les quittent pas ?

Ces questions restèrent longtemps sans réponse et l'Eglise, farouchement opposée au système de Copernic, en profitait pour nier le mouvement de la Terre.

Nous devons la découverte de la vérité à l'illustre savant anglais Isaac Newton.

Une anecdote célèbre dit que comme Newton était assis sous un pommier, la chute des pommes sous l'effet du vent lui inspira l'idée qu'il devait exister des forces de gravitation entre tous les corps de l'Univers.

A la suite de cette découverte, il devint évident que de nombreux phénomènes, en apparence hétérogènes, comme la chute des corps libres sur le sol, les mouvements apparents de la Lune et du Soleil, les marées, etc., ne sont que les manifes-

tations d'une même loi de la nature : la loi de la gravitation universelle.

Tous les corps de l'Univers, qu'il s'agisse de grains de sable, de pierres ou de planètes, sont soumis à des forces d'attraction mutuelle, dit cette loi.

De prime abord, voilà qui semble douteux : avons-nous jamais observé que les objets qui nous entourent s'attirent mutuellement ? La Terre, elle, attire les corps, personne n'en doute, mais peut-être s'agit-il d'une propriété spéciale ? Eh bien, non. Simplement, l'attraction de deux objets quelconques est très faible, et c'est pour cette raison qu'on ne la remarque pas. Néanmoins, des expériences spéciales permettent de la déceler, mais nous en parlerons plus tard.

La gravitation universelle et elle seule explique la stabilité du système solaire, le mouvement des planètes et des autres corps célestes.

La Lune demeure sur son orbite grâce à l'attraction terrestre. La Terre reste sur sa trajectoire grâce à l'attraction du Soleil.

Le mouvement circulaire des corps célestes est exactement le même que celui d'une pierre tournant au bout d'une ficelle. Les forces mises en jeu par la gravitation universelle peuvent être assimilées à des cordes invisibles contraignant les corps célestes à suivre des chemins déterminés.

Il était peu d'affirmer qu'il existe des forces attractives ; Newton découvrit la loi de gravitation et montra la nature des forces qu'elle met en jeu.

LOI DE LA GRAVITATION UNIVERSELLE

La première question que se posa Newton était la suivante : quelle différence y a-t-il entre l'accéleration de la Lune et celle d'une pomme ? Autrement dit, quelle est la différence entre

l'accélération g créée à la surface du globe, c'est-à-dire à la distance r de son centre, et l'accélération engendrée par la Terre à la distance R qui sépare la Lune de la Terre ?

Pour calculer cette dernière accélération, v^2/R, il faut connaître la vitesse du mouvement de la Lune et sa distance à la Terre. Newton connaissait l'une et l'autre. Il put chiffrer l'accélération de la Lune à environ 0,27 cm/s². Cette valeur est à peu de chose près 3600 fois plus petite que $x = 980$ cm/s².

Il en résulte que l'accélération créée par la Terre diminue avec la distance depuis son centre. Mais dans quelle proportion ? Cette distance est égale à 60 rayons terrestres. Or, 3600 n'est autre que 60^2. En augmentant la distance de 60 fois nous avons diminué l'accélération de 60^2 fois.

Newton en déduisit que l'accélération et par suite la force attractive varient en raison inverse du carré de la distance. Nous savons aussi qu'une force agissant sur un corps dans le champ de pesanteur est proportionnelle à la masse de ce corps. Pour cette raison, un corps en attire un autre avec une force proportionnelle à la masse de ce dernier ; le second à son tour attire le premier avec une force proportionnelle à la masse du premier.

Précisons bien qu'il s'agit de forces identiquement égales, les forces d'action et de réaction. L'attraction mutuelle doit donc être proportionnelle à la fois à la masse du premier et à celle du second corps, autrement dit au produit des masses.

On a donc :

$$F = \gamma \frac{Mm}{r^2}.$$

C'est la loi de la gravitation universelle. Newton fit l'hypothèse que cette loi est valable pour une paire de corps quelconques.

Cette hypothèse audacieuse est aujourd'hui pleinement démontrée. Nous affirmons donc que

la force attractive de deux corps est proportionnelle au produit de leur masse et inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare.

Et cette lettre γ qui entre dans la formule? C'est le coefficient de proportionnalité. Ne pourrait-on pas le considérer comme égal à l'unité, ainsi que nous l'avons déjà fait à plusieurs reprises? Non, puisque nous nous sommes entendus de mesurer la masse en grammes, la distance en centimètres et la force en dynes. La valeur de γ correspond donc à la force attractive engendrée par deux masses de 1 *g* distantes de 1 cm. Nous ne pouvons pas considérer que cette force a une valeur quelconque: il nous faut mesurer le coefficient γ.

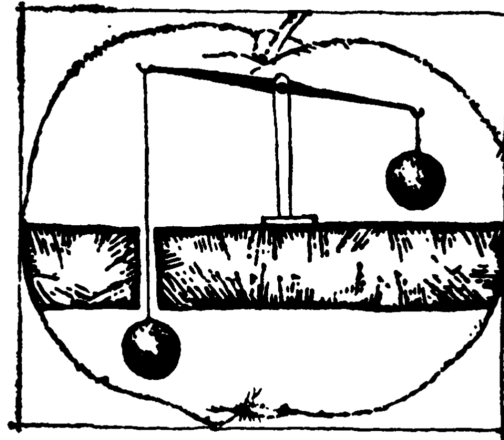
Il n'est nullement obligatoire de mesurer pour cela la force d'attraction de deux poids de 1 *g* chacun. Nous sommes intéressés, au contraire, à opérer avec des corps massifs, pour que la force soit plus grande.

Il suffit de connaître la masse des deux corps, la distance qui les sépare et de mesurer la force attractive.

De telles expériences ont été faites à plusieurs reprises. Elles ont montré que la valeur de γ était toujours la même indépendamment du milieu ambiant et des matériaux dont étaient faits les corps. On a donc appelé γ constante de gravitation, égale à:

$$\gamma = 6{,}67\cdot 10^{-8}\ \mathrm{cm^3/(g\cdot s^2)}.$$

La figure 6.1 représente le schéma d'une expérience de ce genre. On a suspendu aux extrémités du fléau d'une balance deux boules de même masse. L'une d'elles est placée de manière à se trouver au-dessus d'une plaque de plomb et l'autre au-dessous. Le plomb (dans cette expérience on en a pris 100 tonnes) augmente par son


Fig. 6.1

attraction le poids de la boule droite et diminue celui de la boule gauche. La boule droite fait pencher la balance de son côté. La valeur de l'écart du fléau permet de calculer γ.

Sa faible valeur montre pourquoi il est si difficile d'ordinaire de déceler la force d'attraction qui s'exerce entre deux corps.

Deux corps pesant chacun 1000 kg et placés à 1 m l'un de l'autre s'attirent avec une force infime, égale à 6,7 dynes, soit 0,007 gf!

Mais dès qu'il s'agit de corps célestes, les chiffres deviennent considérables! Qu'on en juge: entre la Lune et la Terre nous aurons

$$F = 6{,}7 \cdot 10^{-8} \frac{6 \cdot 10^{27} \cdot 0{,}74 \cdot 10^{26}}{(38 \cdot 10^{9})^2} = 2 \cdot 10^{25} \text{ dyn} \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ kgf};$$

et entre la Terre et le Soleil

$$F = 6{,}7 \cdot 10^{-8} \frac{2 \cdot 10^{33} \cdot 6 \cdot 10^{27}}{(15 \cdot 10^{12})^2} = 3{,}6 \cdot 10^{27} \text{ dyn} \approx 3{,}6 \cdot 10^{21} \text{ kgf!}$$

PESÉE DE LA TERRE

Avant d'appliquer la loi de la gravitation universelle, nous ferons attention à un détail important.

Nous venons de calculer l'attraction de deux poids distants de 1 m. Et s'ils étaient distants

de 1 cm? En définitive, que faut-il introduire dans la formule: la distance aux surfaces des corps, la distance à leur centre de gravité ou telle autre grandeur?

La loi de l'attraction universelle $F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}$ ne saurait être appliquée rigoureusement qu'après élimination de tous les doutes de ce genre. Et d'abord la distance entre les corps doit dépasser de beaucoup leurs dimensions propres. Nous devons avoir le droit de les considérer comme des points matériels. Comment allons-nous appliquer la loi à deux corps rapprochés? En principe, rien de plus simple. Divisons-les mentalement en petits morceaux, calculons la force F pour chaque paire puis additionnons (vectoriellement) toutes les forces.

En principe, donc, rien de plus simple, mais en pratique il en va autrement.

Heureusement, la nature a bien fait les choses, et le calcul montre que si les particules entrent en interaction avec une force proportionnelle à $\frac{1}{r^2}$, les corps sphériques ont la propriété de s'attirer mutuellement comme des points situés aux centres des sphères. Pour deux sphères rapprochées la formule $F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}$ est aussi valable que pour des sphères éloignées, pourvu que r soit la distance entre les centres de ces sphères. Nous avons déjà utilisé cette règle en calculant l'accélération à la surface de la Terre.

Maintenant nous pouvons utiliser la formule de la gravitation pour calculer la force d'attraction exercée sur les corps par la Terre. Par r nous entendrons la distance du centre de la Terre au corps.

Soit M la masse et R le rayon de la Terre. La force attractive exercée sur un corps de masse

m à la surface de la Terre sera:

$$F=\gamma \frac{M}{R^2}\cdot m.$$

Or, c'est là le poids du corps que nous exprimons toujours comme mg. L'accélération de la pesanteur est donc

$$g=\gamma \frac{M}{R^2}.$$

C'est maintenant que nous pouvons dire comment nous avons pesé la Terre. Car g, γ et R étant des grandeurs connues, la formule nous donne sa masse. De la même façon nous pèserons le Soleil.

Pouvons-nous appeler ces calculs une pesée? Pourquoi pas; les mesures indirectes jouent en physique un rôle non moins important que celles directes.

Résolvons maintenant ce petit problème.

Dans le cadre des projets qui prévoient la création d'un système de télévision mondiale, les satellites dits « fixes », c'est-à-dire demeurant toujours à un même point au-dessus de la surface terrestre, jouent un rôle important. Au départ, il s'agissait d'évaluer l'importance des forces de frottement auquel ces satellites seraient soumis. De toute évidence, cela dépend de la hauteur de l'orbite.

Un satellite « fixe » doit tourner avec une période T égale à 24 heures. Si r est la distance du satellite au centre de la Terre, sa vitesse $v = 2\pi r/T$ et son accélération $v^2/r = (4\pi^2/T^2)\, r$. Nous savons, d'autre part, que cette accélération, due à l'attraction terrestre, est de $\gamma M/r^2 = gR^2/r^2$. En égalant les valeurs des accélérations, on obtient

$$g\frac{R^2}{r^2}=\frac{4\pi^2 r}{T^2}, \quad \text{c'est-à-dire} \quad r^3=\frac{gR^2T^2}{4\pi^2}.$$

Remplaçons maintenant les lettres par leur valeur arrondie, soit $g = 10$ m/s^2; $R = 6 \cdot 10^6$ m et $T = 9 \cdot 10^4$ s; nous avons: $r^3 = 7 \cdot 10^{22}$ m^3, c'est-à-dire $r \approx 4 \cdot 10^7$ m $=$ 40 000 km. A cette altitude il n'y a plus de frottement atmosphérique et le satellite « fixe » ne ralentit pas sa « course immobile ».

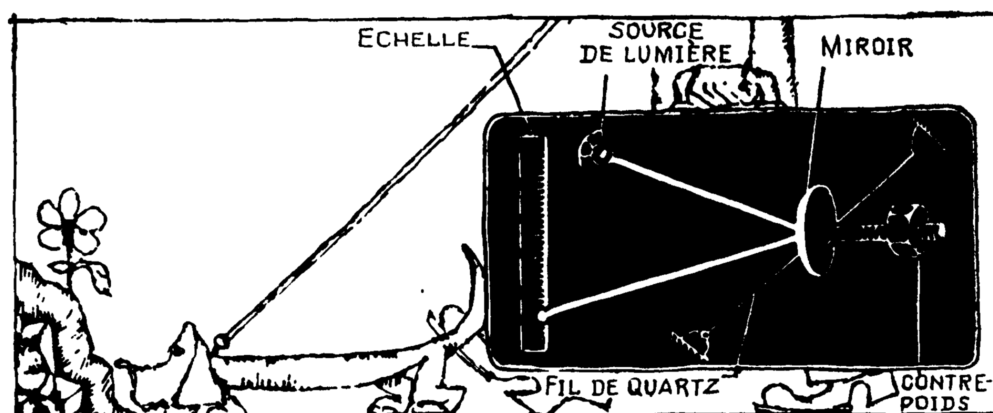
LES MESURES DE g AU SERVICE DE LA PROSPECTION

Il s'agit de la prospection géologique où l'on se propose de découvrir des gisements de minéraux sans creuser de trous ni de mines.

Plusieurs méthodes permettent de déterminer de façon très précise l'accélération de la pesanteur. L'une d'elles donne g par la pesée d'un poids standard sur une balance à ressort. Une balance géologique aura une sensibilité maximale et son ressort réagira à des charges inférieures à 1 millionième de gramme. La balance de torsion au quartz donne d'excellents résultats. Son principe est fort simple : un fil de quartz tendu horizontalement subit une légère torsion sous le poids d'un levier soudé en son milieu (fig. 6.2.).

On utilise aussi le pendule. Tout récemment encore, cette méthode était d'ailleurs la seule

Fig. 6.2



en usage, et ce n'est que depuis une vingtaine d'années qu'on la remplace par des méthodes utilisant la balance, plus commodes et précises. Quoi qu'il en soit, le calcul de la période d'oscillation d'un pendule d'après la formule $T = 2\pi\sqrt{l/g}$ donne la valeur de g de façon suffisamment précise.

En mesurant avec le même appareil la valeur de g en différents points on parvient à juger des variations relatives de la pesanteur à quelques millionièmes près.

Le prospecteur est ainsi à même de constater les déviations par rapport à la normale, que g soit inférieur ou supérieur au chiffre habituel.

Cependant, à quelle normale va-t-il se référer ?

Nous savons que la valeur de l'accélération de la pesanteur à la surface du globe subit deux variations régulières bien connues des chercheurs.

Tout d'abord, et nous en avons déjà parlé, g diminue régulièrement lorsqu'on passe du pôle à l'équateur. Rappelons au lecteur qu'il y a à cela deux causes : primo, la Terre n'est pas une sphère et un objet se trouvant à proximité du pôle est plus près de son centre ; secundo, au fur et à mesure qu'on se rapproche de l'équateur la pesanteur est affaiblie par la force centrifuge.

La deuxième variation régulière de g c'est sa diminution avec l'altitude. Plus nous sommes éloignés du centre de la Terre et plus g est petit, conformément à la formule $g = \gamma \frac{M}{(R+h)^2}$, où R est le rayon terrestre et h l'altitude, ce qui fait qu'à latitude et altitude égales g doit être le même.

Or, des mesures précises mettent en évidence des écarts répétés de cette norme, anomalies gravifiques dues à une répartition irrégulière de la masse à l'endroit où l'on effectue la mesure.

Comme nous l'avons déjà dit, la force attractive d'un grand corps peut être représentée mentalement comme une somme des forces exercées par ses diverses parties. L'attraction que la Terre exerce sur un pendule apparaît alors comme le résultat de l'action due à l'ensemble des particules qui forment la Terre. Et l'on conçoit que les particules les plus proches auront la part la plus grande dans la force résultante puisque l'attraction est en raison inverse du carré de la distance.

S'il advient que de lourdes masses soient concentrées au voisinage du point prospecté, *g* sera supérieur à la normale et inversement.

Qu'on prenne *g* au sommet d'une montagne ou à bord d'un avion survolant la mer à la hauteur de la montagne, et l'on a dans le premier cas un chiffre plus grand. Au sommet de l'Etna, par exemple, *g* est supérieur à la norme de 0,292 cm/s^2. Il est également supérieur à la normale sur les îles perdues dans l'océan. Dans les deux cas, l'anomalie s'explique par une concentration de masses complémentaires.

Mais la direction de la pesanteur peut, elle aussi, s'écarter de la normale. Quand on suspend un poids à un fil, le fil tendu indique la verticale du lieu, et cette verticale peut ne pas en être une.

La verticale « normale » sera déterminée d'après les étoiles: on a calculé pour chaque point géographique l'endroit du ciel que la verticale de la configuration idéale de la Terre vise à tout moment du jour et de l'année.

Imaginons une expérience avec un fil à plomb au pied d'une falaise élevée. Le poids va être attiré vers le centre de la Terre et vers la falaise latéralement. Dans ces conditions, le fil à plomb va s'écarter de la normale (fig. 6.3). Mais comme la masse de la Terre est beaucoup plus importante

Fig. 6.3



que celle de la falaise, l'écart ne dépasse pas quelques secondes d'angle.

Il arrive que les écarts du fil à plomb donnent des résultats étranges. A Florence, par exemple, le voisinage des Apennins provoque au contraire la répulsion du poids. Seule explication plausible de ce phénomène: les montagnes comportent d'énormes cavités.

Les mesures de l'accélération de la pesanteur à l'échelle des continents et des océans donnent de curieux résultats. Les premiers étant beaucoup plus lourds que les seconds, il semblerait que les valeurs de *g* au-dessus des continents devraient être supérieures à celles enregistrés au droit des océans. En réalité, pourtant, les mesures effectuées sous la même latitude donnent une moyenne identique dans les deux cas.

Là aussi il n'y a qu'une seule explication: les continents reposant vraisemblablement sur des roches relativement plus légères et les océans sur des roches relativement plus lourdes. En effet, des sondages directs ont permis de constater que les océans reposent sur des basaltes lourds et les continents sur des granits plus légers.

Une question se pose alors: pourquoi la répartition des roches lourdes et légères compense aussi exactement la différence de poids entre continents et océans? Pareille compensation ne saurait être accidentelle, et ses causes doivent se trouver dans la structure de l'enveloppe terrestre.

Les géologues précisément supposent que les parties supérieures de l'écorce terrestre flottent, pour ainsi dire, sur une masse plastique (c'est-à-dire aisément déformable, comme de l'argile humide). A une profondeur d'environ 100 km il est probable que la pression est partout la même, exactement comme c'est le cas pour la pression sur le fond d'un récipient rempli d'eau dans lequel flottent des morceaux de bois de densité variable. Voilà pourquoi une colonne de matière de 1 m^2 d'aire descendant à une profondeur de 100 km a sans doute le même poids sous l'océan et sous le continent.

En définitive, cette égalisation de pression (appelée isostasie) fait qu'à latitude égale les valeurs de g ne diffèrent guère.

Les anomalies locales de la pesanteur remplissent donc le même rôle que la baguette magique du petit Muck des contes de Hauff qui frappait le sol partout où il y avait de l'or ou de l'argent.

On cherchera des minerais lourds aux endroits où g est majoré. Au contraire, des gisements de sel plus léger seront décelés là où la valeur de g tombe. On parvient à mesurer g avec une précision atteignant le cent-millième de 1 cm/s^2.

Les méthodes de prospection qui font appel à des pendules ou des balances extra-précises sont appelées gravimétriques. Elles sont d'une grande importance pratique, en particulier pour la prospection du pétrole. Elles permettent notamment de déceler sans difficulté l'existence de dômes de sel souterrains. Or, là, où il y a du sel

il y a aussi souvent du pétrole, ce dernier se trouvant à une plus grande profondeur. En U.R.S.S., la méthode de prospection gravimétrique a permis de découvrir du pétrole au Kazakhstan et en quelques autres endroits.

LA PESANTEUR À L'INTÉRIEUR DE LA TERRE

Il nous reste une dernière question intéressante. Comment la pesanteur va-t-elle se comporter si l'on s'enfonce à l'intérieur de la Terre?

Nous avons dit que le poids d'un objet est comme le résultat de la mise en tension des fils invisibles qui le relient à chaque particule de matière terrestre. Il est la résultante des forces élémentaires exercées sur cet objet par les diverses particules de la Terre. Bien que dirigées sous des angles différents ces forces tirent le corps vers le bas, vers le centre du globe.

Que va-t-il advenir du poids d'un objet qui se trouve dans un laboratoire souterrain? Probablement sera-t-il soumis à l'attraction conjuguée des couches intérieures et extérieures de la Terre.

Examinons donc les forces attractives qui agissent en un point situé à l'intérieur du globe terrestre, mais assez près de la couche extérieure. Nous diviserons cette couche en minces feuillets, découperons dans l'un d'eux un petit carré de côté a_1 et mènerons par ses angles des lignes joignant le point O (la valeur de la pesanteur dans ce point nous intéresse). En continuant ces lignes jusqu'à la couche dans laquelle nous avons choisi notre feuillet, nous délimiterons un second carré de côté a_2 (fig. 6.4). Les forces attractives, en provenance des deux carrés, qui s'exercent au point O, sont de sens contraires et proportionnelles, soit m_1/r_1^2 et m_2/r_2^2. Les masses des carrés m_1 et m_2, elles, sont proportionelles aux aires de ces carrés. Aussi les forces d'attraction seront-elles

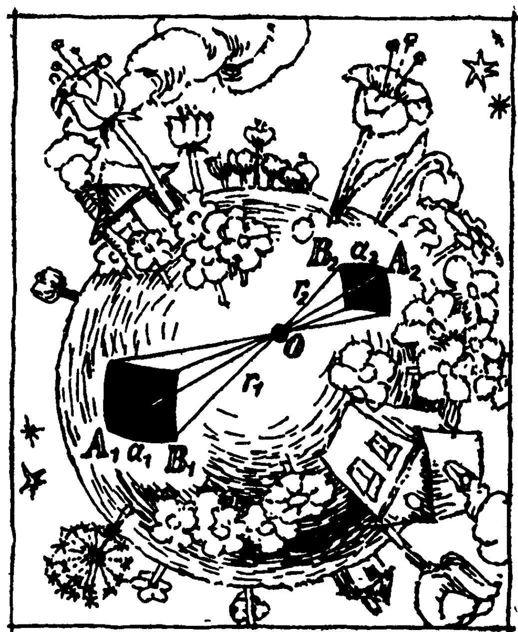


Fig. 6.4

proportionnelles aux expressions a_1^2/r_1^2 et a_2^2/r_2^2.

En effet, si les carrés sont petits, la direction des tronçons A_1B_1 et A_2B_2 diffère peu de celle des tangentes en ces points. On peut alors considérer que l'angle B_1A_1O et l'angle complémentaire de A_2B_2O sont égaux comme angles formés par une tangente à un arc et une corde qui sous-tend ce même arc.

On a donc $\angle B_1A_1O = \angle OA_2B_2$. Les angles au sommet étant en outre égaux, les triangles sont semblables.

Nous laissons au lecteur la démonstration du fait que ces rapports sont égaux, c'est-à-dire que les forces de l'attraction que les deux carrés exercent au point O s'équilibrent.

La division d'une mince couche en paires semblables de carrés opposés nous permet de constater un fait remarquable : une couche mince homogène et sphérique n'agit pas sur un point situé à l'intérieur. Ceci reste vrai pour chacune des couches en lesquelles nous avons divisé la ceinture sphérique qui se trouve au-dessus du point souterrain étudié.

Au total, l'épaisseur terrestre qui le surmonte est, pour ainsi dire, absente. Les actions de ses

différentes parties s'équilibrent, et la résultante de l'attraction exercée par la couche extérieure est nulle.

Bien entendu, on a posé dans ce raisonnement que la densité de la Terre restait constante à l'intérieur de chaque couche.

Le résultat auquel nous avons abouti donne une formule définissant la valeur de la pesanteur à n'importe quelle profondeur H de la Terre. Un point situé à cette profondeur ne subit que l'attraction exercée par les couches intérieures. La formule $g = \gamma M/r^2$ s'applique, d'ailleurs, aussi dans ce cas, mais M et r ne seront plus que la masse et le rayon de la portion de Terre intérieure au point. Si la Terre avait partout la même densité, la nouvelle formule se présenterait ainsi :

$$g = \gamma \frac{\rho \frac{4}{3} \pi (R-H)^3}{(R-H)^2} = \frac{4}{3} \pi \gamma \rho (R-H),$$

où ρ est la densité et R le rayon terrestre.

Autrement dit, g aurait varié proportionnellement au facteur $(R - H)$: il serait d'autant plus petit que la profondeur H est grande.

En réalité, le comportement de g à proximité de la surface terrestre (nous pouvons le suivre jusqu'à une profondeur de 5 km au-dessous du niveau de la mer) n'obéit pas à cette loi. L'expérience montre qu'au contraire g croît avec la profondeur. La discordance est due à ce qu'on n'a pas tenu compte des différentes densités existant aux diverses profondeurs.

On trouve facilement la densité moyenne de la Terre en divisant sa masse par le volume. On obtient ainsi le chiffre de 5,52. En même temps la densité des roches superficielles est de beaucoup inférieure, soit 2,75. On en conclut que la densité augmente avec la profondeur, et dans

les couches superficielles cet effet l'emporte sur la diminution idéale résultant de la formule : la valeur de g augmente.

ENERGIE GRAVIFIQUE

Un exemple simple nous a permis de faire connaissance avec l'énergie gravifique. Tout corps soulevé à une hauteur h au-dessus du sol possède une énergie potentielle mgh.

Toutefois, on ne peut utiliser cette formule que quand h est de beaucoup inférieur au rayon terrestre.

L'énergie gravifique est une grandeur importante dont il serait intéressant d'obtenir une formule valable pour un corps soulevé à une hauteur quelconque aussi bien qu'en général pour deux masses s'attirant d'après la loi universelle :

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Supposons que sous l'action de l'attraction mutuelle deux corps se soient légèrement rapprochés. Ils étaient distants de r_1, les voici maintenant distants de r_2. Un travail $A = F(r_1 - r_2)$ s'est accompli, et nous prendrons la valeur de la force en un point moyen quelconque. On a :

$$A = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2_{\text{moy}}} (r_1 - r_2).$$

Si r_1 et r_2 diffèrent peu, on peut remplacer r^2_{moy} par le produit $r_1 r_2$, et l'on obtient

$$A = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} - \gamma \frac{m_1 m_2}{r_1}.$$

Ce travail a été exécuté aux dépens de l'énergie gravifique :

$$A = U_1 - U_2,$$

où U_1 est la valeur initiale, et U_2 la valeur finale de l'énergie gravifique potentielle.

En comparant les deux formules on trouve pour l'énergie potentielle

$$U = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r}.$$

Cette expression ressemble à la formule de la force d'attraction avec la différence qu'au dénominateur on trouve r à la puissance 1.

Elle montre que pour de très grandes valeurs de r l'énergie potentielle $U = 0$. Ceci est logique, car à de telles distances l'attraction ne se fera plus sentir. Au contraire, quand les corps se rapprochent, l'énergie potentielle doit diminuer puisque le travail s'accomplit à ses dépens.

Mais comment diminuer à partir de zéro? Dans le sens négatif, et c'est pour cela qu'on trouve dans la formule le signe moins: —5 n'est-il pas plus petit que zéro et —10 plus petit que —5?

Quand le déplacement a lieu près de la surface terrestre, on peut remplacer l'expression générale de l'attraction par le produit mg. On a alors avec une grande précision $U_1 - U_2 = mgh$.

Mais à la surface de la Terre un corps a une énergie potentielle égale à $-\gamma\frac{Mm}{R}$, où R est le rayon de la Terre. Il en résulte qu'à la hauteur h au-dessus de la surface terrestre

$$U = -\gamma \frac{Mm}{R} + mgh.$$

Quand nous avons introduit pour la première fois la formule de l'énergie potentielle $U = mgh$, nous sommes convenus de compter la hauteur et l'énergie à partir de la surface terrestre. Pour opérer avec la formule $U = mgh$ nous rejetons le membre constant $-\gamma \frac{Mm}{R}$ en admettant conven-

tionnellement qu'il est nul. Comme nous nous intéressons seulement à la différence d'énergie (puisqu'on mesure généralement le travail qui est une différence d'énergies), la présence du membre constant $-\gamma\frac{Mm}{R}$ ne joue aucun rôle.

L'énergie gravifique détermine la solidité des « chaînes » liant un corps à la Terre. Comment rompre ces chaînes, comment obtenir qu'un corps lancé depuis la Terre n'y revienne pas? Il faudra lui imprimer une grande vitesse initiale. Quelle en est la valeur minimale?

Au fur et à mesure qu'il s'éloigne de la Terre, un projectile gagne en énergie potentielle (la valeur absolue de U diminue); l'énergie cinétique diminuera. Si cette dernière vient à s'épuiser avant que les chaînes de l'attraction terrestre soient brisées, le projectile retombera sur le sol.

Il est indispensable qu'une réserve d'énergie cinétique reste jusqu'au moment où l'énergie potentielle tombe pratiquement à zéro. Avant le lancement le projectile possédait une énergie potentielle $-\gamma\frac{Mm}{R}$ (M et R étant respectivement la masse et le rayon de la Terre). Il faut donc lui imprimer une vitesse telle qu'elle transforme son énergie totale en une énergie positive. Un projectile disposant d'une énergie totale négative (la valeur absolue de l'énergie potentielle étant supérieure à la valeur de l'énergie cinétique) ne quittera pas la zone d'attraction.

Nous voici parvenus à une condition simple: pour séparer de la Terre un corps de masse m il suffit de vaincre l'énergie gravifique potentielle

$$U=\gamma\frac{Mm}{R}.$$

La vitesse du projectile doit alors atteindre la valeur de ce qu'on appelle la deuxième vitesse cosmique v_2, qu'il est facile de calculer en partant de l'égalité des énergies cinétique et potentielle.

$$\frac{mv_2^2}{2} = \gamma \frac{mM}{R}, \text{ c'est-à-dire } v_2^2 = 2\gamma \frac{M}{R},$$

ou, étant donné que $g = \gamma \frac{M}{R^2}$,

$$v_2^2 = 2gR.$$

La valeur de v_2 ainsi calculée se chiffre à 11 km/s, évidemment sans tenir compte de la résistance de l'atmosphère. Cette vitesse est de $\sqrt{2} = 1{,}41$ fois plus grande que la première vitesse cosmique $v_1 = \sqrt{gR}$ nécessaire à un satellite artificiel gravitant sur une orbite circumterrestre, soit $v_2 = \sqrt{2}v_1$.

La masse de la Lune est 81 fois plus petite que celle de la Terre ; son rayon est égal au quart du rayon terrestre. Ceci fait que l'énergie gravifique sur la Lune est 20 fois plus faible que sur Terre et qu'il suffit d'une vitesse de 2,5 km/s pour quitter sa surface.

L'énergie cinétique $mv_2^2/2$ va tout entière à annihiler l'attraction de la planète de départ. Mais si nous voulons qu'après cela une fusée se déplace encore à la vitesse v, il lui faudra communiquer une énergie complémentaire $mv^2/2$. Au total, le lancement requerra une énergie $\frac{mv_0^2}{2} = \frac{mv_2^2}{2} + \frac{mv^2}{2}$.

On voit que les trois vitesses en question sont liées par une relation simple :

$$v_0^2 = v_2^2 + v^2.$$

Quelle va être la vitesse v_3 nécessaire pour vaincre l'attraction de la Terre et du Soleil, vi-

tesse minimale d'un engin envoyé vers de lointaines étoiles ? Nous la désignons par v_3 parce qu'on l'appelle troisième vitesse cosmique.

Voyons d'abord la vitesse qu'il faut développer pour vaincre uniquement l'attraction solaire.

Comme nous venons de le montrer, pour qu'un engin quitte la zone d'attraction terrestre sa vitesse doit être $\sqrt{2}$ fois plus grande que celle nécessaire pour placer un satellite sur l'orbite circumterrestre. Le même raisonnement concernera le Soleil : pour quitter l'astre la vitesse doit être $\sqrt{2}$ fois plus grande que pour un satellite solaire (par exemple la Terre). La vitesse de la Terre autour du Soleil étant d'environ 30 km/s, il faudra atteindre 42 km/s. C'est une vitesse considérable, certes, mais nous aurons soin de profiter du mouvement propre de la Terre en lançant notre engin dans le sens de sa révolution. Il nous suffira alors d'ajouter $42 - 30 = 12$ km/s.

Maintenant, nous sommes en mesure de calculer définitivement la troisième vitesse cosmique, celle qu'il faut communiquer à une fusée pour qu'à la limite de la zone d'attraction terrestre elle se déplace à 12 km/s. La formule de tout à l'heure donne :

$$v_3^2 = (11)^2 + (12)^2,$$

d'où $v_3 = 16$ km/s.

Ainsi, un objet doué d'une vitesse d'environ 11 km/s quittera la Terre, sans aller bien loin toutefois ; si la Terre l'a libéré, le Soleil le gardera et il en deviendra un satellite.

Pour un voyage interstellaire il suffira d'une vitesse de 1,5 fois plus grande que pour un voyage à travers le système solaire, à l'intérieur de l'orbite terrestre. Il est vrai que nous savons déjà que toute augmentation notable de la vitesse initiale soulève des difficultés techniques considérables.

Si l'on demande comment se meuvent les planètes, la réponse est courte: en obéissant à la loi de la gravitation, les forces gravifiques étant les seules à s'appliquer aux planètes.

Vu que leur masse est de beaucoup inférieure à celle du Soleil les forces d'interaction planétaire n'ont qu'un rôle secondaire. Chaque planète se déplace presque uniquement sous l'effet de l'attraction solaire, comme si les autres planètes n'existaient pas.

Le mouvement d'une planète autour du Soleil découle entièrement de la loi de l'attraction universelle.

Historiquement, toutefois, les choses se sont présentées un peu différemment. Les lois du mouvement planétaire, en effet, furent découvertes par le grand astronome allemand Johann Kepler avant Newton, donc sans se référer à la gravitation, et à l'issue d'une analyse des observations astronomiques qui demanda presque 20 années de travail.

Les trajectoires ou, comme disent les astronomes, les orbites que les planètes décrivent autour du Soleil sont très proches des circonférences.

Comment la période de révolution d'une planète est-elle liée au rayon de son orbite?

L'attraction que le Soleil exerce sur une planète est

$$F = \gamma \frac{mM}{r^2},$$

où M est la masse du Soleil, m celle de la planète et r leur distance.

Or, d'après la loi fondamentale de la mécanique F/m n'est autre que l'accélération centripète:

$$F/m = v^2/r.$$

On peut représenter la vitesse de la planète comme la longueur d'une circonférence $2\pi r$ divisée par la période de révolution T. En remplaçant v par $2\pi r/T$ et la force F par sa valeur dans la formule de l'accélération on a :

$$\frac{4\pi^2 r}{T^2}=\frac{\gamma M}{r^2}, \quad \text{c'est-à-dire } T^2=\frac{4\pi^2}{\gamma M}r^3.$$

La valeur du coefficient de proportionnalité devant r^3 ne dépend que de la masse du Soleil et est la même pour toutes les planètes. Pour deux planètes, on aura donc la relation

$$\frac{T_1^2}{T_2^2}=\frac{r_1^3}{r_2^3}.$$

Le rapport des carrés des temps de révolution des planètes se trouve être égal au rapport des cubes des rayons de leurs orbites. Kepler déduisit cette loi fort intéressante d'une manière empirique. Ce n'est qu'après que la loi de la gravitation universelle vint élucider ses observations.

Le mouvement circulaire d'un corps céleste autour d'un autre n'est qu'une variante parmi d'autres.

Cette trajectoire commandée par les forces gravifiques peut être des plus diverses, mais comme le montre le calcul et comme Kepler le trouva sans aucun calcul, elle appartient toujours à la classe de courbes appelées ellipses.

Attachons un fil à deux épingles piquées dans une feuille de papier ; tendant le fil par la pointe d'un crayon, déplaçons ce dernier de façon que le fil reste constamment tendu ; nous obtenons le tracé d'une courbe fermée appelée ellipse (fig. 6.5). Les endroits piqués par les épingles en sont les foyers.

Les ellipses peuvent avoir des formes différentes. Si le fil est sensiblement plus long que la distance séparant les épingles, l'ellipse ressem-

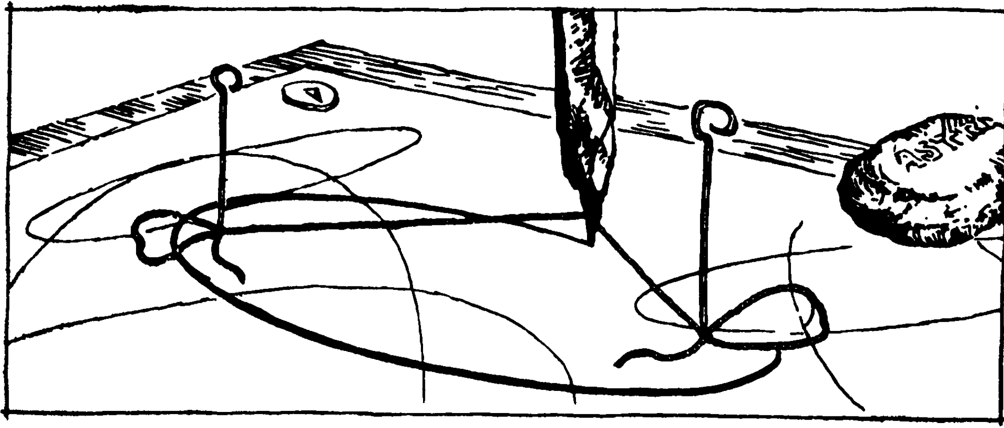


Fig. 6.5

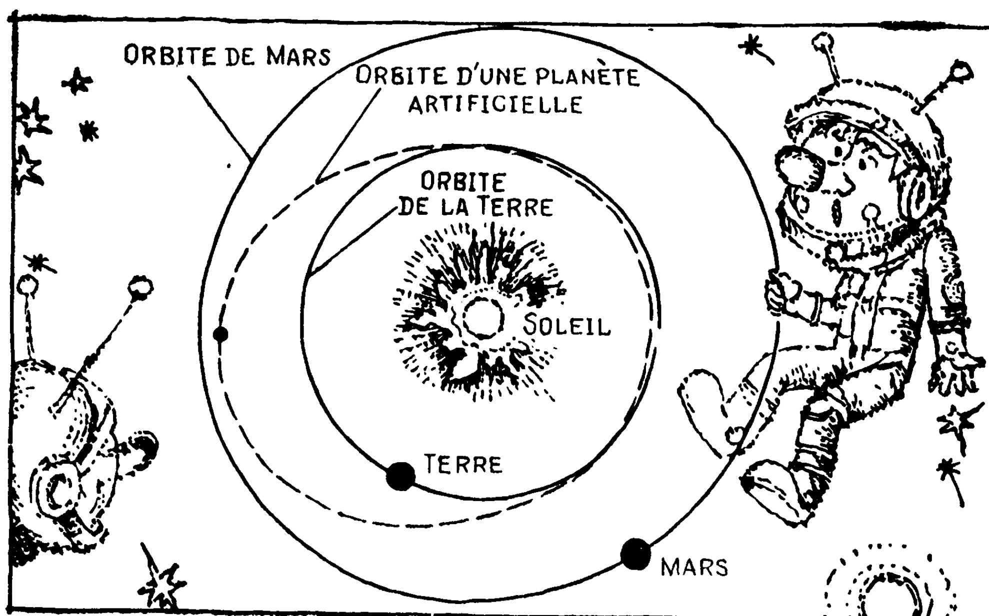
blera à un cercle. Au contraire, s'il lui est à peine supérieur on aura une ellipse allongée, presque un bâtonnet.

Les planètes décrivent des ellipses dont le Soleil est l'un des foyers.

De quel genre sont-elles ? Il se trouve qu'elles sont très voisines d'un cercle.

C'est l'orbite de Mercure, la planète la plus proche du Soleil, qui s'en écarte le plus. Mais même dans ce cas le grand diamètre de l'ellipse ne dépasse le petit que de 2 %. Comme on le voit sur la figure 6.6, l'orbite de Mars, par exem-

Fig. 6.6



ple, est un cercle presque parfait. Il en va autrement des planètes artificielles.

Toutefois, comme le Soleil se trouve à l'un des foyers de l'ellipse et non pas au centre, la distance de la planète au Soleil varie de façon plus notable. Traçons une droite passant par les deux foyers de manière qu'elle coupe l'ellipse en deux points. Le point le plus rapproché du Soleil est appelé périhélie et le plus éloigné aphélie. Mercure à son périhélie est 1,5 fois plus près du Soleil qu'à son aphélie.

Si les grandes planètes décrivent des orbites à peu près circulaires, il existe des corps célestes dont la trajectoire autour du Soleil épouse une ellipse très allongée. C'est le cas des comètes dont les orbites sont incomparablement plus allongées que celles des planètes. D'une façon générale, on peut dire que les corps célestes qui se déplacent suivant des ellipses appartiennent toujours à la famille du Soleil. Il arrive pourtant que des intrus fassent irruption dans le système solaire.

On a observé des comètes dont l'orbite était telle qu'elle ne permettait pas de doute: cette comète ne reviendra pas, elle n'appartient pas à la famille solaire. Les courbes ouvertes décrites par ces comètes sont appelées hyperboles.

Les comètes de ce genre se déplacent particulièrement vite au voisinage du Soleil. Cela se comprend: l'énergie totale de la comète étant constante, à l'approche du Soleil l'énergie potentielle tombe au plus bas. L'énergie cinétique, au contraire, revêt sa plus grande valeur. Cet effet est valable pour toutes les planètes, la Terre y comprise, mais là il demeure faible, la différence entre les énergies potentielles à l'aphélie et au périhélie étant de même petite.

La loi de conservation du moment d'impulsion donne lieu à l'une des plus curieuses caractéristiques du mouvement planétaire.

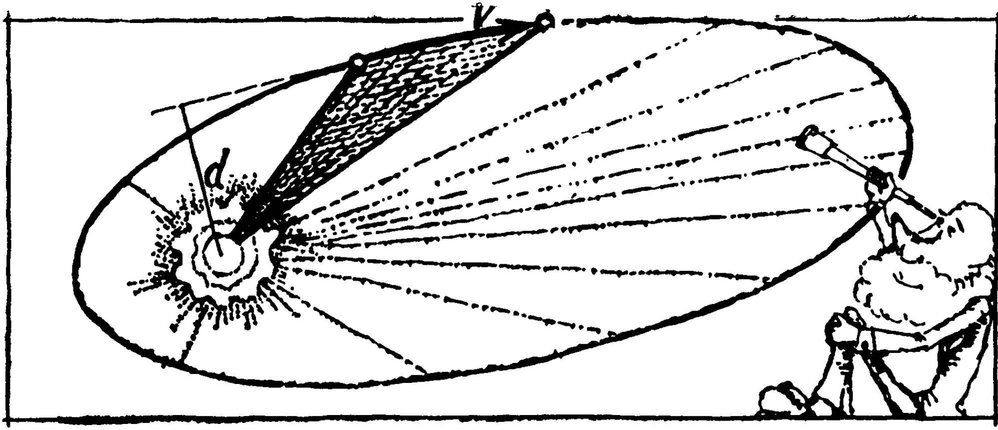


Fig. 6.7

La figure 6.7 montre deux positions consécutives d'une planète. On a tracé depuis le Soleil, c'est-à-dire à partir d'un foyer de l'ellipse, deux rayons joignant ces points et qui délimitent un secteur hachuré. Il s'agit de déterminer l'aire balayée par le rayon en l'unité de temps. Pour un angle suffisamment petit on peut remplacer le secteur balayé en une seconde par un triangle. La base du triangle n'est autre que la vitesse v (le chemin parcouru en une seconde), et sa hauteur est égale au bras de levier d de la vitesse. L'aire du triangle est donc $vd/2$.

La loi de conservation du moment d'impulsion stipule la constance de la valeur mvd durant tout le mouvement. Mais si mvd est invariable, l'aire du triangle $vd/2$ ne change pas non plus. Nous pouvons donc tracer des secteurs correspondant à des instants quelconques et leurs aires seront identiques. La vitesse de la planète varie, mais ce qu'on pourrait appeler sa vitesse sectorielle reste constant.

On sait que toutes les étoiles ne sont pas entourées de planètes. Il existe aussi un assez grand nombre d'étoiles doubles : deux énormes corps célestes tournent l'un à côté de l'autre.

Si la masse considérable du Soleil en fait le centre de tout un système, dans les étoiles dou-

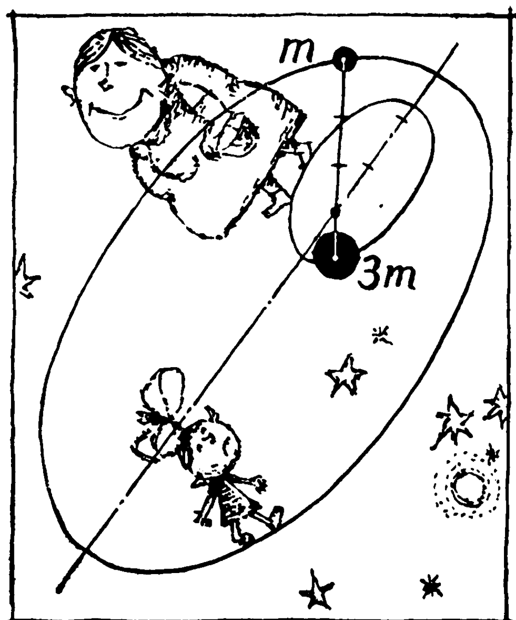


Fig. 6.8

bles, les deux corps ont des masses voisines. On ne saurait dire alors que l'une des deux soit en repos. Quel sorte de mouvement avons-nous dans ce cas? Nous savons que tout système fermé possède toujours un point en repos (ou se déplaçant uniformément), le centre d'inertie. Les deux étoiles tournant autour de ce point décrivent des ellipses semblables, ce qui découle de la condition $m_1/m_2 = r_2/r_1$ indiquée à la page 182. L'ellipse décrite par l'une des étoiles est plus grande que celle de l'autre dans la même proportion que leurs masses respectives (fig. 6.8). Deux étoiles de masses égales décriront autour du centre d'inertie des trajectoires identiques.

Bien entendu, les planètes du système solaire évoluent dans des conditions idéales et sont affranchies de tout frottement.

Les spoutniks, satellites artificiels, n'ont pas cet avantage, et quoique très faibles au début, des forces de frottement finissent par avoir une influence décisive sur leur mouvement.

Le potentiel énergétique d'une planète reste invariable. Celui d'un spoutnik diminue légè-

rement avec chaque révolution. On penserait que le frottement devrait avoir pour effet de ralentir la course du satellite. En réalité, c'est le contraire qui se produit.

Rappelons-nous tout d'abord que la vitesse d'un satellite est égale à $\sqrt{gR}$ ou $\sqrt{\gamma M/R}$, où R est la distance au centre de la Terre et M la masse de cette dernière.

L'énergie totale du satellite est

$$E = -\gamma \frac{Mm}{R} + \frac{mv^2}{2}.$$

En remplaçant v par sa valeur, on trouve pour l'énergie cinétique l'expression $\gamma \frac{mM}{2R}$. Nous voyons qu'en valeur absolue l'énergie cinétique correspond à la moitié de l'énergie potentielle, l'énergie totale étant

$$E = -\frac{\gamma}{2} \cdot \frac{mM}{R}.$$

Avec le frottement l'énergie totale va diminuer, c'est-à-dire qu'étant négative elle augmente en valeur absolue ; la distance R commence à diminuer : le satellite descend. Qu'advient-il des facteurs composant l'énergie ? L'énergie potentielle diminue (mais croît en valeur absolue), l'énergie cinétique augmente.

Le total pourtant reste négatif, car la première diminue deux fois plus vite que n'augmente la seconde.

Le frottement provoque donc une augmentation de vitesse et non une diminution.

On comprend maintenant pourquoi une fusée porteuse devance toujours le satellite qu'elle a mis sur orbite. La fusée étant plus grande, les frottements qu'elle suscite sont d'autant plus considérables.

Plusieurs expéditions lunaires ont déjà eu lieu à ce jour. Des fusées automatiques et des vaisseaux habités ont débarqué sur la Lune et sont revenus sur la Terre.

Des vaisseaux inhabités ont visité Mars et Vénus. D'autres planètes sont sur la liste d'attente et leur étude se fera à l'aide d'engins automatiques ou de vaisseaux habités qu'il faudra de nouveau ramener sur la Terre.

Nous avons déjà vu quelles sont les grandes lois des voyages interplanétaires et, plus précisément, le principe qui est à la base du fonctionnement de la fusée et du calcul des vitesses cosmiques indispensables pour satelliser un corps ou pour quitter tout à fait la planète.

Voyons plus en détail l'exemple de l'expédition lunaire. Pour atteindre la Lune, il faut commencer par viser un point précis de son orbite. Un point que la Lune et le missile doivent atteindre au même moment. Le lancement pourra se faire à la verticale de la Terre ou sous n'importe quel autre angle, la trajectoire horizontale restant entièrement valable. Pour que l'engin atteigne la Lune, il suffit de lui communiquer la deuxième vitesse cosmique.

Diverses trajectoires différant par les pertes au lancement, la quantité de propergol nécessaire en dépend directement. Naturellement, le temps de vol dépend fortement de la vitesse initiale. Pour une valeur minimale, le temps de vol s'établit à environ 5 jours. Si on l'augmente de 0,5 km/s, ce temps n'est plus que d'un jour.

A première vue, on penserait que pour atteindre la Lune, il suffit de passer dans la zone d'attraction de notre satellite naturel avec une vitesse finale nulle. Ceci obtenu, l'engin tomberait simplement sur la Lune. Erreur, et voici pour-

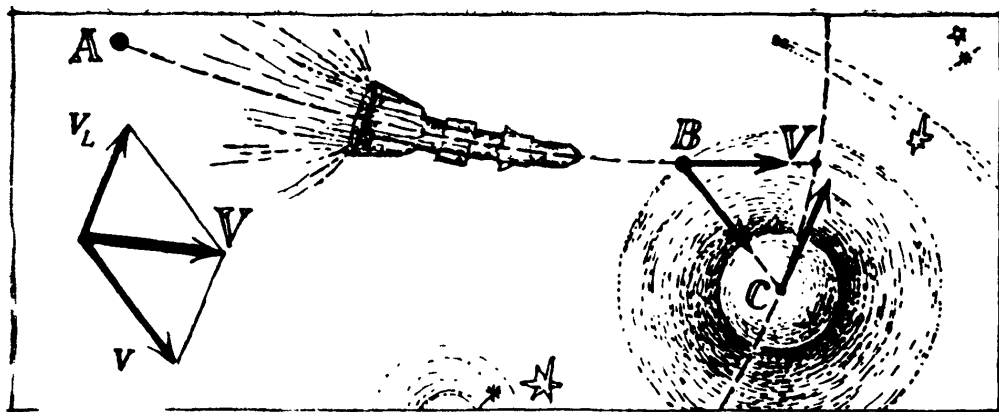


Fig. 6.9

quoi. Quand notre engin aura une vitesse nulle par rapport à la Terre, sa vitesse par rapport à la Lune sera égale à celle de la Lune mais de sens contraire.

Sur la figure 6.9, nous avons la trajectoire de la fusée lancée du point A. Nous avons aussi la trajectoire de la Lune. Imaginons que sur cette trajectoire se déplace la sphère attractive de la Lune (autrement dit, à l'intérieur de cette sphère, la fusée n'est pratiquement sollicitée que par l'attraction lunaire). Quand la fusée entre dans la sphère d'action de la Lune au point B, le satellite, lui, se trouve au point C, et évolue à la vitesse $v_L = 1{,}02$ km/s. Si la vitesse de la fusée au point B était nulle par rapport à la Terre, par rapport à la Lune elle serait de v_L. Dans ces conditions, nous ferions chou blanc.

En observant la fusée depuis la Lune, nous serions sûrs qu'elle alunirait sous un angle droit par rapport à la surface lunaire si sa vitesse était égale à v. Que doit donc faire le mathématicien qui calcule la trajectoire et la vitesse optimale de la fusée ? Apparemment, il doit faire en sorte que l'engin arrive au point B non pas à une vitesse nulle, mais à la vitesse V également indiquée sur

la figure 6.9. Cette vitesse se calcule aisément grâce au parallélogramme des vitesses qu'on a de même représenté sur la même figure.

Une certaine liberté de manœuvre nous est cependant laissée. Il n'est pas obligatoire, entre autre, que le vecteur de la vitesse v vise le centre de la Lune. En outre, l'attraction lunaire permet de majorer la marge d'erreur acceptable.

Le calcul montre qu'il s'agit de valeurs très faibles et que la précision concernant la vitesse initiale peut être de l'ordre de quelques mètres par seconde. L'angle sous lequel s'effectue le lancement doit être établi avec une précision de l'ordre d'un dixième de degré et le temps ne doit pas s'écarter de plus de quelques secondes.

Donc, la fusée entre dans la zone d'attraction de la Lune à une vitesse différente de zéro. Le calcul montre que cette vitesse V doit être égale à 0,8 km/s. L'attraction lunaire va se faire sentir et le rendez-vous à la surface se fera à la vitesse de 2,5 km/s. A l'évidence, c'est mauvais, et notre engin n'y résistera pas. Nous n'avons qu'une solution, c'est de réduire la vitesse en nous servant d'un moteur de freinage. Et pour réussir ce qu'on appelle l'alunissage en douceur, il faut dépenser une quantité de propergol non négligeable. La formule de la page 109 montre que la fusée aura à « maigrir » de 2,7 fois.

Si nous désirons revenir sur la Terre, il nous faut disposer d'une réserve de propergol supplémentaire. La Lune est un « petit » corps céleste. Son rayon est de 1737 km, sa masse de $7{,}35 \times 10^{22}$ kg. On établit sans peine que la première vitesse cosmique indispensable pour se satelliser autour de la Lune est de 1680 m/s et la seconde, de 2375 m/s. Pour quitter la Lune, il faut donc communiquer à l'engin une vitesse d'environ 2,5 km/s. C'est la vitesse initiale minimale qui nous permet de regagner la Terre au bout de 5 jours, à la vi-

tesse maintenant familière d'environ 11 km/s.

Dans le cas d'un vaisseau habité, la rentrée dans l'atmosphère terrestre doit se faire en pente douce afin d'éviter les surcharges. Mais même s'il s'agit d'un automate, il faudra accomplir une certaine trajectoire autour de la Terre en ne réduisant que graduellement le diamètre de l'ellipse. Ceci afin de ne pas surchauffer l'enveloppe de la fusée.

Une expédition lunaire habitée coûte terriblement cher. Considérant que la cabine qui doit ramener à la Terre l'équipage et les instruments ne peut pas peser moins de 5 tonnes, on constate que la masse initiale de l'ensemble lanceur-vaisseau s'établit à 4500 tonnes. Les experts estiment que dans les vingt années à venir et jusqu'à la mise au point de nouveaux systèmes moteurs à haute vitesse d'expulsion des gaz, il n'y aura plus de nouveau vol habité en direction de la Lune, et moins encore des autres planètes. Mais c'est un genre de prévision qui est toujours sujet à caution.

SI LA LUNE N'EXISTAIT PAS

Nous laisserons de côté les tristes conséquences que l'absence de la Lune aurait pour les poètes et pour les amoureux. Ce sous-titre doit être compris de manière beaucoup plus prosaïque: comment se traduit l'influence de la Lune sur la mécanique terrestre.

Lorsque précédemment nous avons examiné les forces qui agissent sur un livre posé sur la table, nous avons énuméré avec assurance l'attraction terrestre et la force de réaction. Mais dans une analyse plus rigoureuse il faudrait ajouter l'attraction de la Lune, du Soleil et même des étoiles.

La Lune est notre voisine la plus proche.

Oublions pour le moment le Soleil et les étoiles et voyons les variations que l'action de la Lune fait subir au poids d'un objet se trouvant sur la Terre.

La Terre et la Lune se meuvent l'une par rapport à l'autre. Par rapport à la Lune la Terre considérée comme un tout (c'est-à-dire tous les points de la Terre) se déplace avec une accélération $\gamma m/r^2$, où m est la masse de la Lune et r la distance du centre de la Lune à celui de la Terre.

Prenons un corps à la surface de la Terre. Nous voulons savoir comment change son poids sous l'action de la Lune. Le poids terrestre est déterminé par l'accélération par rapport à la Terre. Ce que nous cherchons, c'est donc de savoir quelle variation cette accélération va subir sous l'influence de la Lune.

L'accélération de la Terre par rapport à la Lune est $\gamma m/r^2$; l'accélération par rapport à la Lune d'un objet se trouvant à la surface de la Terre est $\gamma m/r_1^2$, où r_1 est la distance de l'objet au centre de la Lune (fig. 6.10).

Nous, nous voulons connaître l'accélération complémentaire de l'objet par rapport à la Terre : il est clair qu'elle sera égale à la différence géométrique des accélérations précédentes.

La grandeur $\gamma m/r^2$ est un nombre constant pour la Terre, tandis que la grandeur $\gamma m/r_1^2$ varie aux différents points de la surface terrestre. La différence géométrique qui nous intéresse n'y sera donc pas la même.

Que sera la pesanteur au point le plus rapproché de la Lune, au point le plus éloigné et au point milieu de la surface terrestre ?

Pour trouver l'accélération par rapport au centre de la Terre provoquée par la Lune, c'est-à-dire la correction à apporter à la valeur terrestre de g, il faut en chacun des points indiqués

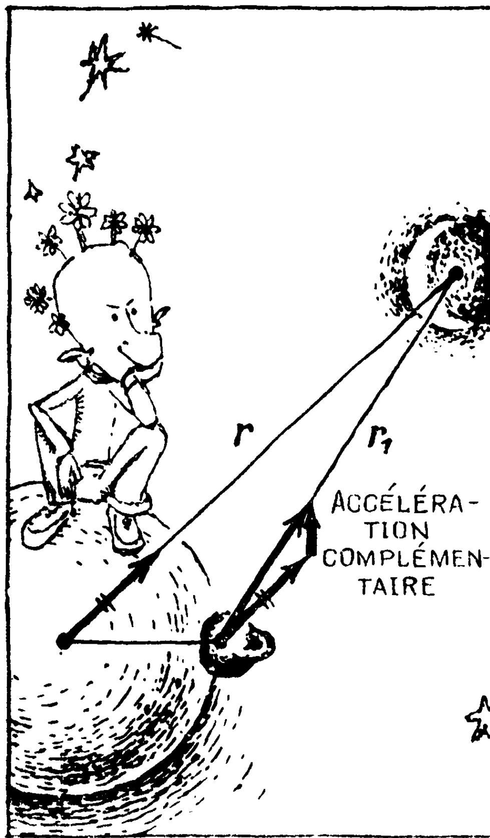


Fig. 6.10

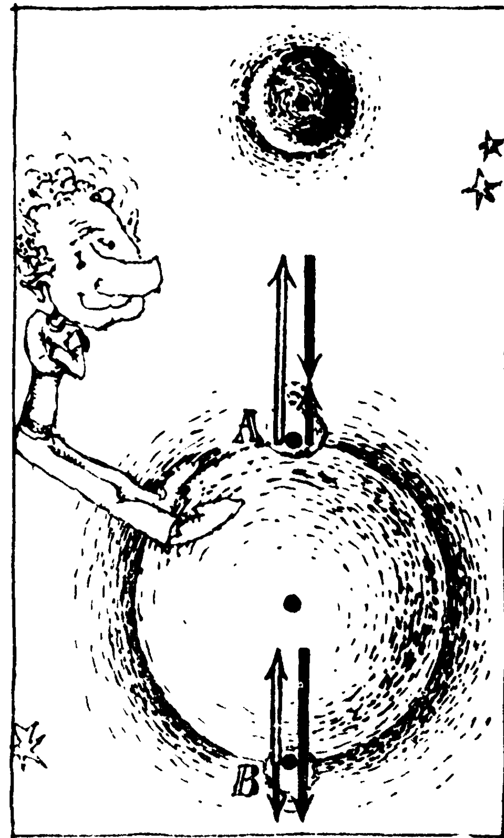


Fig. 6.11

(flèches claires de la figure 6.11) retrancher de $\gamma m/r_1^2$ la constante $\gamma m/r^2$. Ce faisant, on se souviendra que l'accélération $\gamma m/r^2$ (de la Terre par rapport à la Lune) est dirigée parallèlement à la ligne reliant le centre de la Terre à celui de la Lune et que retrancher un vecteur équivaut additionner le vecteur inverse. Les flèches grasses correspondent aux vecteurs — $\gamma m/r^2$.

Nous trouvons ce qui nous intéresse faisant la somme des vecteurs: la variation de l'accélération d'un corps en chute libre à la surface de la Terre due à l'influence de la Lune.

Au point le plus rapproché l'accélération résultante complémentaire sera de

$$\gamma \frac{m}{(r-R)^2} - \gamma \frac{m}{r^2}$$

et dirigée vers la Lune. La pesanteur terrestre diminue, un objet situé au point A devient plus léger.

La formule se simplifie. Une réduction au dénominateur commun donne

$$\frac{\gamma m R\,(2r-R)}{r^2\,(r-R)^2}.$$

Finalement, la valeur de R relativement petite par rapport à r ou à $2r$ nous autorise à la négliger ; nous obtenons donc

$$\frac{2\gamma m R}{r^3}.$$

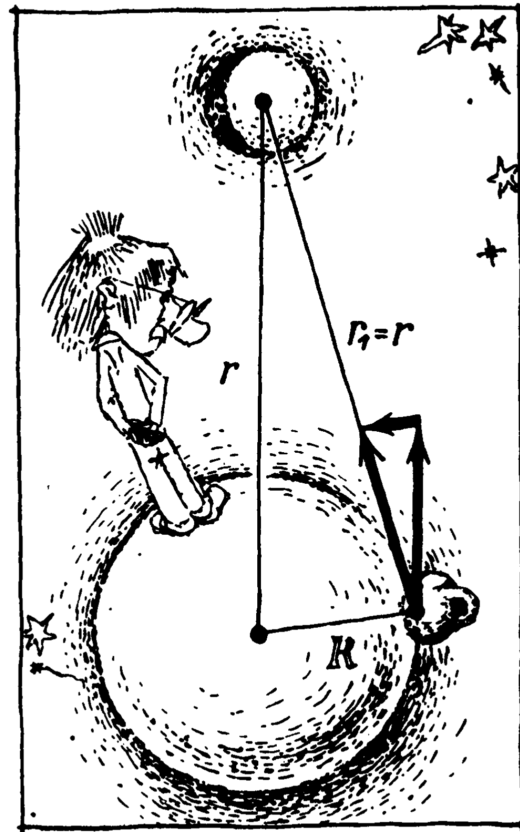
Passons maintenant aux antipodes. En B l'accélération due à la Lune est inférieure à l'accélération terrestre totale. Mais nous sommes maintenant au point le plus éloigné de la Lune. La diminution de l'attraction lunaire conduit, de ce côté-ci du globe, aux mêmes résultats que son accroissement au point A, soit à une diminution de la pesanteur. Voilà un résultat assez inattendu : ici aussi l'action de la Lune rend un objet plus léger. La différence

$$\gamma\frac{m}{(r+R)^2}-\gamma\frac{m}{r^2}\approx-\frac{2\gamma m R}{r^3}$$

est en valeur absolue la même qu'au point A.

Les choses se présentent autrement sur la ligne médiane. Là les accélérations sont dirigées sous un certain angle et le retranchement de l'accélération générale de la Terre sous l'action de la Lune $\gamma m/r^2$ et de l'accélération sous l'action de la Lune d'un objet se trouvant sur la Terre $\gamma m/r_1^2$ se fera géométriquement (fig. 6.12). Nous ne nous écarterons guère de la ligne médiane si nous plaçons notre objet de façon que r_1 et r soient égaux. La différence vectorielle des accélérations représente la base d'un triangle isocèle. De la similitude des triangles représentés sur la figure 6.12 on voit que l'accélération cherchée est inférieure à $\gamma m/r^2$ dans la même

Fig. 6.12



proportion que R l'est à r. La valeur à ajouter à g sur la ligne médiane de la surface terrestre sera donc

$$\gamma \frac{mR}{r^3};$$

en valeur numérique, c'est la moitié de l'affaiblissement de l'attraction terrestre constaté aux points extrêmes. Quant à la direction, elle coïncide pratiquement avec la verticale du point, comme on le voit sur le dessin. L'accélération est dirigée vers le bas et provoque un accroissement du poids.

Nous voyons que la Lune influe sur la mécanique terrestre en modifiant le poids des objets. Aux points le plus rapproché et le plus éloigné le poids diminue ; au point milieu il augmente ; dans le deuxième cas, la variation de poids est deux fois moindre.

Bien entendu, le même raisonnement s'applique aux planètes, au Soleil et aux étoiles.

Mais on démontre facilement que ni les planètes ni les étoiles ne produisent un effet tant soi peu comparable à l'accélération lunaire.

L'action d'un corps céleste quelconque peut être aisément comparée à celle de la Lune: il suffit de diviser les accélérations complémentaires de ce corps par le «complément lunaire», soit

$$\frac{\gamma m R}{r^3} : \frac{\gamma m_{\mathrm{L}} R}{r_{\mathrm{L}}^3} = \frac{m}{m_{\mathrm{L}}} \cdot \frac{r_{\mathrm{L}}^3}{r^3}.$$

Cette relation n'est légèrement inférieure à l'unité que pour le Soleil. Certes, celui-ci se trouve à une distance beaucoup plus grande, mais la masse de la Lune est des millions de fois inférieure à celle du Soleil.

En remplaçant les lettres par leur valeur on trouve que sous l'influence du Soleil la pesanteur terrestre augmente 2,17 fois moins que sous l'influence de la Lune.

Voyons maintenant ce qui va se passer avec le poids des objets terrestres si la Lune venait à quitter son orbite. L'expression $2\gamma mR/r^3$ nous donne une accélération lunaire de l'ordre de 0,0001 cm/s^2, soit un dix-millionième de g.

Presque rien, semble-t-il. Valait-il la peine de suivre les opérations d'un problème de mécanique assez compliqué pour un effet aussi infime ? Gardons-nous de nous hâter de conclure pourtant. Cet effet « infime » est à l'origine des marées. Toutes les 24 heures le déplacement de masses d'eau colossales auquel il donne lieu produit 10^{15} J d'énergie cinétique. Cela correspond à l'énergie potentielle de tous les cours d'eau du globe.

Assurément, la variation relative de la grandeur que nous venons de calculer est fort petite. Un objet allégé dans cette proportion ne s'éloignera du centre de la Terre que d'une distance infime. Or, le rayon terrestre mesure 6 370 000

de mètres, et l'écart va déjà atteindre plusieurs dizaines de centimètres.

Imaginons que la Lune cesse de graviter autour de la Terre et s'immobilise quelque part au-dessus de l'océan. Le calcul montre qu'à cet endroit le niveau de l'eau va monter de 54 centimètres. La même chose aura lieu aux antipodes. Sur une ligne médiane, au contraire, le niveau de l'océan baissera de 27 cm.

A la suite de la rotation de la Terre sur son axe ces points de crue et de décrue se déplacent sans cesse. Ce sont les marrées. Pendant 6 heures environ l'eau monte et déferle sur la côte, c'est la marrée montante. Ensuite, vient la marée descendante qui dure également 6 heures. A chaque jour lunaire correspondent deux flux et deux reflux. Toutefois, le mécanisme des marées est rendu compliqué par le frottement des particules d'eau, la forme du fond marin et la configuration des côtes.

Ainsi, dans la Caspienne la marée n'existe pas pour la simple raison que tout le miroir de la mer connaît simultanément les mêmes conditions.

Ce phénomène est également absent dans les mers intérieures reliées à l'océan par des détroits longs et resserrés, par exemple la mer Noire et la Baltique.

Les marées sont particulièrement fortes dans les baies étroites où la hauteur du flux augmente considérablement. Dans la baie Guijiguinskaïa (mer d'Okhotsk) son amplitude atteint plusieurs mètres.

Là où le littoral est relativement plat la montée des eaux peut modifier la frontière du continent de plusieurs kilomètres.

Tous ces phénomènes générateurs de frottement dit de marée perturbent la rotation de la Terre. Pour le vaincre un certain travail est nécessaire. La conséquence est une certaine perte

de l'énergie de rotation et avec elle de la vitesse de rotation de la Terre autour de son axe.

Nous connaissons maintenant la cause de l'allongement diurne dont nous avons parlé à la page 11.

Le frottement de marée permet de comprendre pourquoi la Lune tourne toujours la même face vers la Terre. Jadis notre satellite se trouvait probablement à l'état liquide. La rotation de cette sphère liquide autour de la Terre s'accompagnait d'un très fort frottement de marée ayant pour effet de ralentir graduellement le mouvement de la Lune. Finalement, elle cessa de tourner par rapport à la Terre, les marées disparurent, et la Lune nous cacha une moitié de sa surface.

CHAPITRE 7

PRESSION

PRESSE HYDRAULIQUE

Machine très ancienne, la presse hydraulique n'a rien perdu de sa valeur de nos jours.

Voyez le schéma de la figure 7.1. Deux pistons, un grand et un petit, se déplacent dans un vase hermétique rempli d'eau. Quand on appuie sur l'un d'eux, la pression est transmise à l'autre et il se soulève. Dans le cylindre du deuxième piston, l'eau dépassera le niveau initial d'un volume égal à celui que le premier aura chassé.

Si l'on désigne la surface des pistons par S_1 et S_2 et les déplacements relatifs par l_1 et l_2, l'égalité des volumes permet d'écrire: $S_1 l_1 = S_2 l_2$, ou

$$l_1/l_2 = S_2/S_1.$$

Nous voulons connaître la condition d'équilibre des pistons.

Rien de plus facile: il suffit de poser que le travail des forces qui s'équilibrent doit être nul. Ceci étant, quand des pistons se déplacent le travail des forces qui les sollicitent doit être

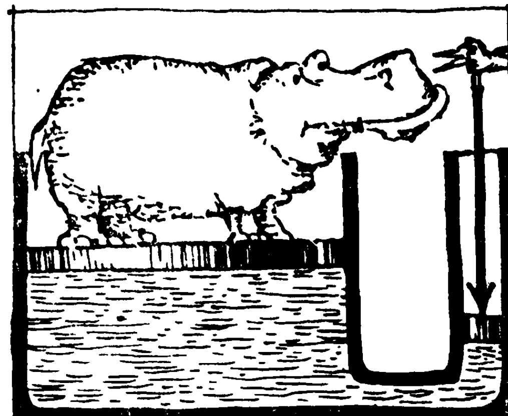


Fig. 7.1

égal (mais de signe contraire). On a donc

$$F_1 l_1 = F_2 l_2, \text{ ou } F_2/F_1 = l_1/l_2.$$

En comparant cette égalité avec l'égalité précédente nous voyons que

$$F_2/F_1 = S_2/S_1.$$

Cette modeste équation ouvre des possibilités considérables: le petit piston, qui transmet la pression, peut avoir une surface des centaines et même des milliers de fois plus petite que le grand ; la force qui agit sur ce dernier sera supérieure à l'effort musculaire dans la même proportion. Une presse hydraulique permet de forger et d'estamper des métaux, de presser le raisin, de soulever des fardeaux.

Bien entendu, le gain en force s'accompagnera d'une perte en déplacement. Pour comprimer un objet d'un centimètre il faut que la main fasse un chemin d'autant plus grand que les forces F_2 et F_1 diffèrent.

Ce rapport F/S de la force à la surface, les physiciens l'appellent pression. Au lieu de dire: une force de 1 kgf agit sur une surface d'un centimètre carré nous dirons: la pression est $p = 1$ kgf/cm². Une telle pression porte le nom d'atmosphère technique (1 kgf/cm² = 1 at).

Au lieu de la relation $\frac{F_2}{F_1} = \frac{S_2}{S_1}$, on peut maintenant écrire

$$\frac{F_2}{S_2} = \frac{F_1}{S_1}, \quad \text{c'est-à-dire} \quad p_1 = p_2.$$

Donc, les pressions exercées sur les pistons sont les mêmes.

Ce raisonnement ne dépend pas de leur position, que la surface de travail soit horizontale, verticale ou inclinée. Et, en général, il ne s'agit pas de piston: qu'on choisisse au hasard

deux secteurs d'une surface contenant un liquide, et l'on peut toujours affirmer que les pressions y sont identiques.

Il s'avère ainsi que la pression à l'intérieur d'un liquide est la même en tous ses points et dans toutes les directions. Autrement dit, sur une aire de certaines dimensions s'exerce une même force, indépendamment de sa position et de son orientation. C'est le principe de Pascal.

PRESSION HYDROSTATIQUE

Le principe de Pascal, valable pour les liquides et les gaz, ne tient pas compte d'une circonstance très importante : le poids.

Dans les conditions terrestres on ne saurait l'oublier. L'eau aussi a du poids. On comprend donc que deux aires situées à des profondeurs différentes seront soumises à des pressions différentes. Quelle est cette différence ? A l'intérieur d'un liquide, imaginons un cylindre droit à bases horizontales. L'eau ainsi délimitée exerce une pression sur l'eau qui l'entoure. La force totale de cette pression est égale au poids mg du volume cylindrique (fig. 7.2). Elle se compose des forces agissant sur les bases du cylindre et sur sa surface latérale. Or, les forces qui agissent de part et d'autre sont égales et de sens contraire. La somme de toutes les forces qui agissent sur la surface latérale est donc nulle. Le poids mg sera égal à la différence des forces $F_2 - F_1$. Si h est la hauteur du cylindre, S la surface de la base et ρ la densité du liquide, on peut remplacer mg par ρghS, valeur égale à la différence des forces. Pour obtenir la différence de pression, on divise le poids par la surface S. Elle se trouve être égale à ρgh.

Conformément au principe de Pascal la pression sur des surfaces d'orientation quelconque mais

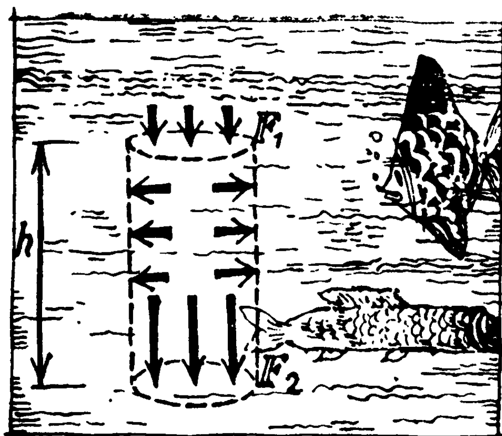


Fig. 7.2

se trouvant à une même profondeur est la même. La différence de pression de deux points distants d'une hauteur h sera donc égale au poids d'une colonne de liquide de section unité et de hauteur h, soit :

$$p_2 - p_1 = \rho g h.$$

La pression que l'eau exerce par son poids est appelée pression hydrostatique.

Dans les conditions terrestres c'est à la pression de l'air que le miroir d'un liquide est le plus souvent exposé. Cette pression est appelée pression atmosphérique. Et la pression à l'intérieur d'un liquide se compose donc des pressions atmosphérique et hydrostatique.

Pour calculer la pression de l'eau il suffit de connaître les dimensions de l'aire sur laquelle elle s'exerce et la hauteur de la colonne. Le reste, aux termes du principe de Pascal, ne joue aucun rôle.

Voilà qui peut paraître étrange. La force qui agit sur les fonds identiques des deux récipients de la figure 7.3 est-elle vraiment la même ? Le vase de gauche contient pourtant beaucoup plus d'eau. Et malgré tout les forces qui s'exercent sur les fonds sont égales à ρghS dans les deux cas. C'est plus que le poids de l'eau



Fig. 7.3

contenue dans le vase de droite et moins que le poids de l'eau contenue dans le vase de gauche. Dans le second cas, les parois se chargent du poids excédentaire et dans le premier, au contraire, elles ajoutent au poids de l'eau des forces de réaction. Ce curieux phénomène est parfois appelé « paradoxe hydrostatique ».

Si l'on réunit par un tube deux vases de formes différentes mais dans lesquels l'eau est au même niveau, on sait qu'il ne s'établira pas de courant. L'écoulement ne pourrait se faire que si les pressions dans les vases étaient différentes. En toute autre circonstance un liquide garde toujours le même niveau dans des vases communicants, quelle que soit leur forme.

Au contraire, s'il y a différence de niveaux, l'eau se met à circuler jusqu'à ce que les niveaux s'égalisent.

La pression de l'eau est de beaucoup supérieure à celle de l'air. A la profondeur de 10 mètres elle ajoute à la pression atmosphérique une valeur complémentaire de 1 at. A un kilomètre de profondeur ce sera déjà 100 at.

En certains endroits où la profondeur de l'océan dépasse 10 km la pression est exceptionnellement grande. Des morceaux de bois se trouvant à une profondeur de 5 km sont comprimés

à tel point que placés ensuite dans un tonneau d'eau ils coulent comme des briques.

Cette énorme pression gêne beaucoup l'étude de la vie sous-marine. Pour les plongées aux grandes profondeurs on se sert de sphères en acier appelées bathysphères ou bathyscaphes capables de supporter des pressions supérieures à 1000 atmosphères.

Les sous-marins, eux, ne peuvent guère dépasser une profondeur de 200 m.

PRESSION DE L'ATMOSPHÈRE

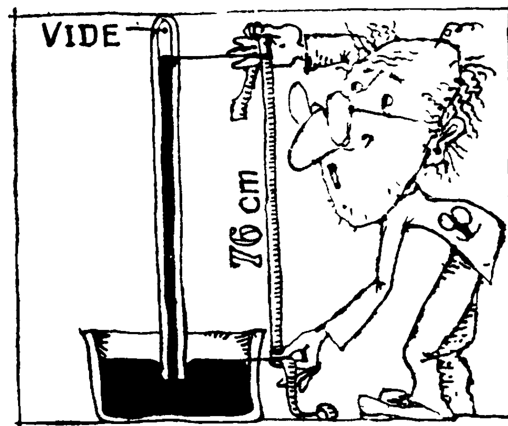
Nous vivons au fond de cet océan aérien qu'est l'atmosphère. Chaque corps, chaque grain de sable, chaque objet sur la Terre est soumis à la pression de l'air.

La pression atmosphérique est assez considérable : sur chaque centimètre carré de la surface d'un corps s'exerce une force d'environ 1 kgf. L'origine de ce phénomène n'a rien de mystérieux. Comme l'eau, l'air possède un poids et exerce une pression égale au poids de la colonne d'air située au-dessus du corps. A mesure que l'on monte, la quantité d'air qui se trouve au-dessus de nous diminue et la pression atmosphérique faiblit.

Dans la science comme dans la vie pratique on a toujours besoin de mesurer la pression atmosphérique. On utilise à cette fin des instruments spéciaux appelés baromètres.

Rien de plus simple que de confectionner un baromètre. On remplit de mercure un tube soudé à une extrémité. Bouchant avec le doigt l'orifice ouvert on renverse le tube et le place dans une cuvette remplie de mercure. Le mercure du tube descend un peu, mais ne s'écoule pas. Il n'est pas douteux que l'espace qui s'est formé dans le tube est vide d'air. Le mercure

Fig. 7.4



est donc soutenu par la pression de l'air extérieur (fig. 7.4).

Quelles que soient les dimensions de la cuvette au mercure, quel que soit le diamètre du tube, le mercure s'immobilise toujours à peu près à la même hauteur de 76 centimètres.

Si le tube n'atteint pas 76 cm, il se remplit entièrement de mercure et le vide n'apparaît pas. La colonne de mercure haute de 76 cm exerce sur son support une pression égale à celle de l'atmosphère, soit 1,033 kgf par 1 cm^2. Ce chiffre représente le volume du mercure (1×76 cm^3) multiplié par sa densité et l'accélération de la chute libre.

Comme on le voit, la pression moyenne ou, comme on dit encore, la pression atmosphérique normale à laquelle s'expose chaque habitant de la Terre est proche de la pression produite par un poids de 1 kg sur une aire de 1 cm^2.

Différentes unités servent à mesurer la pression. Souvent on indique simplement la hauteur de la colonne de mercure en mm. Par exemple, on dira qu'un tel jour la pression, supérieure à la normale, atteint 768 mm de Hg.

On distingue parfois l'atmosphère physique et l'atmosphère technique. La première correspond à une pression de 760 mm de Hg et la seconde à 1 kgf/cm^2. Comme l'une et l'autre

1/2 16—0978

sont des grandeurs fort proches, nous ne ferons pas la distinction dans la suite de ce texte. Les physiciens utilisent aussi couramment le bar: 1 bar $= 10^6$ dyn/cm^2. Vu que 1 gf $= 981$ dyn, 1 bar équivaut environ à une atmosphère. Plus précisément, la pression atmosphérique normale est à peu près égale à 1013 millibars.

Actuellement, le système SI use du pascal (Pa), unité de pression définie par l'action d'une force de 1 N appliquée à une aire de 1 m^2. C'est une valeur très faible, ce qu'on voit ne serait-ce qu'en constatant que:

$$1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2 = 10 \text{ dyn/cm}^2 = 10^{-5} \text{ bar}.$$

Ayant calculé la valeur de la surface terrestre d'après la formule $4\pi R^2$, on trouve que le poids de toute l'atmosphère s'exprime par le chiffre énorme de $5 \cdot 10^{18}$ kgf.

Le tube barométrique peut avoir une forme quelconque, une seule chose importe: qu'une de ses extrémités soit fermée de façon qu'il n'y ait pas d'air au-dessus du mercure. La pression atmosphérique s'exerce de l'autre côté.

Un baromètre à mercure permet de mesurer la pression atmosphérique avec une très grande précision. Certes, le mercure n'est pas obligatoire, et l'on peut se servir de n'importe quel autre liquide, mais il est le plus lourd des liquides et à pression normale la hauteur de la colonne de mercure est minimale. Le baromètre à mercure n'est pas un instrument toujours très commode. Notamment, il n'est pas recommandé de laisser le mercure à l'air libre (les vapeurs de ce métal sont nocives), en outre l'instrument n'est guère portatif.

Ces défauts n'existent plus dans les baromètres métalliques appelés anéroïdes (c'est-à-dire à vide d'air). Tout le monde connaît ces instruments: une petite boîte métallique ronde

avec un cadran et une aiguille. Le cadran est gradué généralement en centimètres de la colonne de mercure.

La boîte métallique est vide d'air. Sa paroi est maintenue par un fort ressort, autrement elle serait enfoncée par la pression atmosphérique. Les variations de pression ont pour effet de déprimer plus ou moins la paroi. Une aiguille rendue solidaire se déplace vers la droite lorsque la paroi se déprime.

La graduation s'établit par comparaison avec les indications d'un baromètre à mercure. Si vous voulez savoir la pression, n'oubliez pas de donner une légère chiquenaude à l'instrument, car les frottements assez considérables font que l'aiguille reste généralement au temps qu'il faisait hier.

Un dispositif très simple est également basé sur l'utilisation de la pression atmosphérique: le siphon.

Un chauffeur veut venir en aide à un collègue tombé en panne sèche. Comment extraire du réservoir l'essence nécessaire ? Il ne va tout de même pas incliner sa voiture comme une vulgaire bouilloire!

On a recours dans ce cas à un tube en caoutchouc. L'une des extrémités plongeant dans le réservoir à essence, on va aspirer l'air par l'autre extrémité. Quand l'essence arrive, d'un mouvement rapide on obture le tube en le serrant entre les doigts et l'on l'amène à un point situé plus bas que le réservoir. On peut maintenant desserrer les doigts, et l'essence s'écoule (fig. 7.5).

Le tube de caoutchouc recourbé n'est autre qu'un siphon. Le liquide s'écoule pour la même raison que dans un tube droit incliné: dans les deux cas, il coule vers le bas.

Le fonctionnement du siphon s'explique par la pression atmosphérique: elle repousse le li-

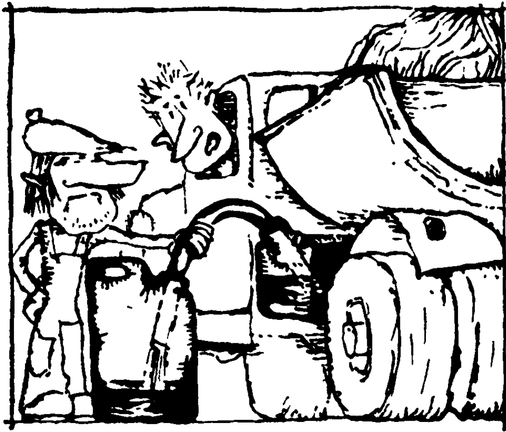


Fig. 7.5

quide et empêche que la colonne de liquide ne vienne à se rompre dans le tube. S'il n'y avait pas de pression atmosphérique, la colonne se romprait au coude et le liquide retomberait de part et d'autre.

Le siphon commence à fonctionner dès que le liquide contenu dans la branche gauche descend au-dessous du niveau du liquide à transvaser dans lequel plonge la branche droite. Sinon, il retourne dans le récipient de droite.

COMMENT ON APPRIT L'EXISTENCE DE LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE

L'Antiquité connaissait déjà la pompe aspirante. Cet appareil permettait d'élever l'eau à une hauteur considérable. L'eau obéissait avec une docilité surprenante au va-et-vient du piston.

Les anciens philosophes se penchèrent sur les causes de ce phénomène et en vinrent à cette conclusion : l'eau s'engouffre à la suite du piston parce que la nature a horreur du vide; pour cette raison, l'espace qui pourrait se former entre le piston et l'eau est immédiatement comblé.

On raconte qu'un constructeur confectionna pour les jardins du duc de Toscane, en Florence,

une pompe aspirante dont le piston devait élever l'eau à plus de 10 m de haut. Or, malgré tous les efforts, jamais on ne put y parvenir. L'eau suivait bien le piston jusqu'à la hauteur de 10 m, mais à partir de là elle décollait du piston et l'on voyait apparaître ce vide que la nature a tant en horreur.

Lorsqu'on demanda à Galilée d'expliquer la raison de l'échec, il répondit qu'effectivement la nature n'aimait pas le vide, mais jusqu'à un certain point. Un de ses élèves, Torricelli, en profita sans doute pour faire en 1643 sa célèbre expérience du tube de mercure, celle que nous venons de décrire, car la confection d'un baromètre à mercure n'est pas autre chose.

Ayant choisi un tube de plus de 76 cm, Torricelli créa ce vide (qu'en son honneur on appelle quelquefois le vide de Torricelli) qui prouvait l'existence de la pression atmosphérique.

L'expérience mettait un terme aux embarras du mécanicien du duc de Toscane. On savait désormais à quelle hauteur l'eau pouvait obéir à l'appel créé par le piston de la pompe aspirante. L'eau continue à monter jusqu'au moment où le poids d'une colonne d'eau de 1 cm^2 de section devient égal à 1 kgf. Cette colonne aura une hauteur de 10 m. Voilà pourquoi la nature a horreur du vide, mais seulement jusqu'à 10 mètres !

En 1654, onze ans après la découverte de Torricelli, le bourgmestre de Magdebourg Otto von Guericke fit une démonstration spectaculaire des effets de la pression atmosphérique. Ce physicien se rendit célèbre moins par l'importance de l'expérience que par sa mise en scène assez impressionnante.

Deux hémisphères en cuivre sont réunis par un joint souple circulaire. Un robinet ménagé dans l'un d'eux permet de faire le vide à l'in-

térieur après quoi il est impossible de séparer les hémisphères. La description détaillée de l'expérience de Guericke nous est restée. Nous calculerons d'abord rapidement l'ordre de grandeur de la pression exercée sur les hémisphères: le diamètre étant de 37 cm, la force est plus de 4 000 kgf. Deux attelages de huit chevaux chacun furent attachés aux hémisphères à l'aide de cordes passées dans des anneaux solidaires du métal. Malgré tous leurs efforts, les bêtes ne purent séparer les hémisphères.

Huit chevaux (huit et non pas seize, car le second attelage, mobilisé surtout pour le spectacle, aurait très bien pu être remplacé par un crochet enfoncé dans un mur, ce qui n'aurait rien changé à la force agissant sur les hémisphères) se montrèrent insuffisants à séparer les hémisphères de Magdebourg.

Aujourd'hui, c'est d'après ce principe que fonctionnent les ventouses à vide. Une simple ventouse en matière plastique peut servir de crochet pour un linge ou un jouet.

LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE ET LE TEMPS

Les variations de pression dues aux changements de temps sont fort irrégulières. On pensait autrefois que la pression seule fait le temps. Aussi jusqu'à présent mentionne-t-on sur les baromètres « beau temps », « sec », « pluie »,« tempête ». Sur de très vieux instruments on trouve même l'inscription « tremblement de terre »!

Certes, les variations de pression jouent un rôle considérable dans les caprices du temps, mais ce rôle n'est pas décisif. La pression moyenne ou normale au niveau de la mer est de 1013 millibars. Les écarts sont relativement faibles, la pression descendant rarement au-dessous de 935 mbar et s'élevant rarement jusqu'à 1060 mbar.

La pression la plus basse fut observée le 18 août 1927 dans la mer de Chine, soit 885 mbar. La plus haute, 1080 mbar, fut enregistrée le 23 janvier 1900 à Barnaoul, en Sibérie (tous ces chiffres sont rapportés au niveau de la mer).

La figure 7.6 reproduit une des cartes utilisées par les météorologistes pour analyser les variations du temps. Les lignes qu'on y a tracées sont appelées isobares. Tout au long d'une telle ligne la pression (sa valeur est indiquée par un chiffre) reste la même. On remarquera plus particulièrement les zones de plus basses et de plus hautes pressions, les crêtes et les creux atmosphériques en quelque sorte.

La répartition de la pression atmosphérique commande la direction et la force du vent. Sa valeur, en effet, n'était pas partout la même: il se crée un courant poussant l'air des zones de hautes pressions vers les zones de pressions plus faibles. Il paraîtrait que le vent doive toujours souffler perpendiculairement aux isobares, c'est-à-dire vers les endroits où la pression tombe le plus vite. Or, la carte de vents indique tout autre chose. L'explication vient de la force de Coriolis dont l'intervention apporte ici des correctifs très importants.

Nous savons déjà que tout corps qui se déplace dans l'hémisphère Nord est soumis à la force de Coriolis dirigée à droite selon le sens du mouvement. Les particules d'air n'échappent pas à cette règle. L'air chassé des zones de hautes pressions vers les zones de basses pressions devrait effectivement progresser perpendiculairement aux isobares; la force de Coriolis, cependant, l'écarte vers la droite, et la direction du vent finit par former avec celle des isobares un angle d'environ 45°.

Ne voilà-t-il pas un effet prodigieux pour une force aussi insignifiante! L'explication est

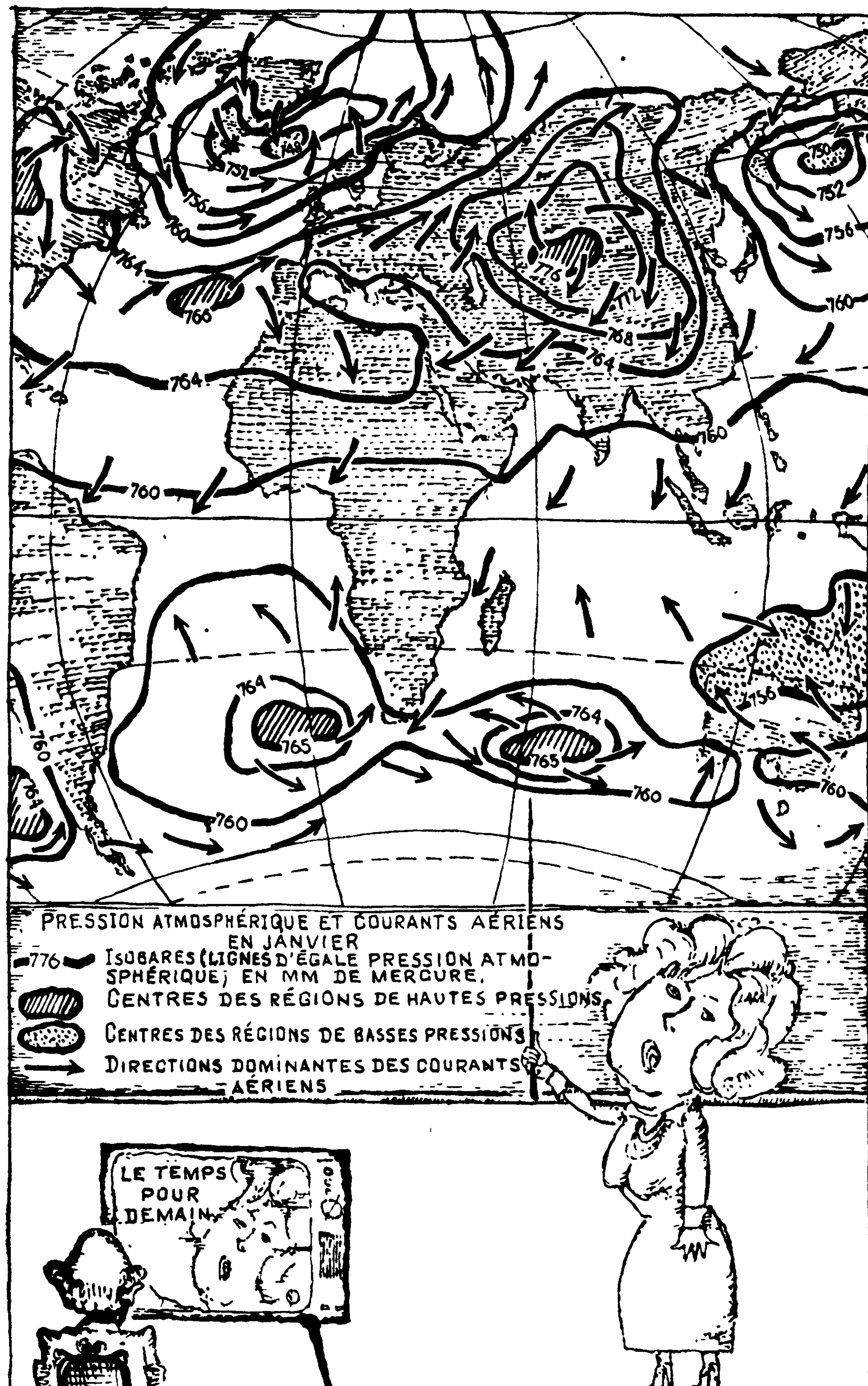

PRESSION ATMOSPHÉRIQUE ET COURANTS AÉRIENS
EN JANVIER
776
ISOBARES (LIGNES D'ÉGALE PRESSION ATMOSPHÉRIQUE; EN MM DE MERCURE.
CENTRES DES RÉGIONS DE HAUTES PRESSIONS
CENTRES DES RÉGIONS DE BASSES PRESSIONS
DIRECTIONS DOMINANTES DES COURANTS AÉRIENS
LE TEMPS POUR DEMAIN

Fig. 7.6

pourtant simple : le frottement des couches d'air qui contrecarre l'action de cette force est, lui aussi, très petit.

Mais c'est sur les « crêtes » et dans les « creux » que son influence est la plus intéressante. Au lieu de s'écouler d'une « crête » en rayonnant en tous sens, l'air va épouser un mouvement en spirale. Les courants aériens ainsi formés s'enroulent dans le même sens et finissent par créer dans les zones de hautes pressions un tourbillon circulaire déplaçant les masses d'air dans le sens des aiguilles d'une montre. Si l'on se reporte sur la figure 2.16 (p. 98), on voit très bien comment un mouvement radial se transforme en mouvement spiral sous l'action d'une force déviatrice constante.

La même chose se produit dans les zones de pressions réduites. Sans l'intervention de la force de Coriolis, l'air y affluerait avec régularité suivant les rayons. En l'occurrence chemin faisant les masses d'air sont déviées vers la droite. Dans ce cas, le dessin montre très bien qu'il se forme un tourbillon circulaire ayant pour effet de déplacer l'air en sens contraire des aiguilles d'une montre.

Les vents issus d'une région de basses pressions sont appelés cyclones, ceux issus d'une région de hautes pressions étant des anticyclones.

Qu'on n'aille pas croire que tout cyclone signifie ouragan ou tempête. Le passage d'un cyclone ou d'un anticyclone au-dessus de la ville que nous habitons est un phénomène courant, le plus souvent lié, il est vrai, à un changement de temps. Dans la plupart des cas, l'approche d'un cyclone est une menace d'intempérie, celle d'un anticyclone promettant, au contraire, le beau temps.

Quoi qu'il en soit, nous arrêtons là nos prévisions météorologiques.

17—0978

VARIATION DE LA PRESSION AVEC L'ALTITUDE

On sait qu'avec l'altitude la pression diminue. Ce phénomène fut mis en évidence pour la première fois par Périer, en 1648, sur la demande de Pascal. Le puy de Dôme, près duquel vivait Périer, présente une dénivellation de 1465 mètres. Les mesures montrent que le mercure du tube de Torricelli baisse de 8 mm quand on parvient à son sommet.

Cette chute de pression que l'on observe avec l'altitude est toute naturelle: la colonne d'air qui agit sur l'appareil est devenue plus courte, en effet.

Celui qui a voyagé en avion sait que sur la cloison avant du salon se trouve un appareil qui indique à quelques dizaines de mètres près l'altitude à laquelle on se trouve: c'est l'altimètre. En réalité, il s'agit d'un simple baromètre étalonné aux valeurs correspondant aux différentes altitudes.

Donc, la pression tombe avec l'altitude ; nous allons trouver la formule de cette relation. Considérons une petite couche d'air de 1 cm^2 située entre les hauteurs h_1 et h_2. Pour une couche de faible épaisseur, la variation de densité avec la hauteur n'est guère notable. Aussi le poids du volume d'air isolé (soit le cylindre de hauteur $h_2 - h_1$ et de 1 cm^2 de section) sera-t-il

$$mg = \rho \ (h_2 - h_1) g.$$

Ce poids indique la chute de pression lorsqu'on passe de la hauteur h_1 à la hauteur h_2. C'est-à-dire

$$\frac{p_1 - p_2}{\rho} = g (h_2 - h_1).$$

Mais, d'après la loi de Boyle et Mariotte (que le lecteur connaît probablement, sinon on

le renvoie au livre 2), la densité d'un gaz est proportionnelle à la pression. On a donc :

$$\frac{p_1 - p_2}{p} \sim (h_2 - h_1).$$

L'expression de gauche représente la part dont la pression a augmenté quand on passe de h_2 à h_1. Cela signifie qu'aux diminutions de hauteur $h_2 - h_1$ identiques correspondront des accroissements de pression du même taux.

Mesures et calculs s'accordent à montrer que pour chaque gain d'altitude d'un kilomètre, la pression tombe d'un dixième de sa valeur. La même chose est valable pour la descente dans les entrailles de la Terre : tous les kilomètres la pression augmente d'un dixième.

Bien entendu, il s'agit de 0,1 de la pression correspondant à la hauteur précédente. Cela signifie que lorsqu'on s'élève d'un kilomètre, la pression tombe à 0,9 de sa valeur au niveau de la mer, et lorsqu'on monte au kilomètre suivant, elle s'établit à 0,9 des 0,9 précédents ; à l'altitude de 3 kilomètres la pression sera de 0,9 de 0,9 de 0,9, c'est-à-dire $(0,9)^3$ de sa valeur au niveau de la mer. Et ainsi de suite.

En désignant la pression au niveau de la mer par p_0, nous pouvons écrire ce que sera la pression à l'altitude h (exprimée en kilomètres) :

$$p = p_0 (0,87)^h = p_0 \cdot 10^{-0,06h}.$$

Nous avons placé entre parenthèses un chiffre plus exact, 0,9 étant une valeur arrondie. La formule suppose que la température est la même à toutes les altitudes ; en réalité, la température de l'atmosphère change avec la hauteur selon une loi assez complexe. La formule, malgré tout, fournit d'assez bons résultats et reste valable jusqu'à une centaine de kilomètres.

Grâce à elle, on calcule aisément qu'au sommet de l'Elbrouz, soit à une altitude d'environ 5,6 kilomètres, la pression tombe à peu près de moitié, et à l'altitude de 22 kilomètres (record d'altitude en ballon stratosphérique habité), elle descend à 50 mm de Hg.

Chaque fois que nous parlons d'une pression de 760 mm de Hg (la pression normale) il ne faut pas oublier d'ajouter: « au niveau de la mer », car à l'altitude de 5,6 kilomètres la pression normale n'est plus de 760, mais de 380 mm de Hg.

Avec l'altitude la densité de l'air diminue, elle aussi, obéissant à la même loi que la pression. A l'altitude de 160 kilomètres il reste très peu d'air.

En effet,

$$(0,87)^{160} = 10^{-10}.$$

Au niveau du sol la densité de l'air étant d'environ 1000 g/m^3, à l'altitude de 160 kilomètres chaque m^3 contiendra d'après notre formule 10^{-7} g d'air. Or, les mesures faites à l'aide de fusées montrent qu'à cette altitude la densité de l'air est en réalité d'environ 10 fois plus grande.

Pour une altitude de plusieurs centaines de kilomètres, la formule donne des valeurs différant encore davantage des résultats réels. La carence de notre formule est imputable aux variations de température enregistrée avec l'altitude, ainsi qu'à un phénomène spécial, la désintégration des molécules d'air sous l'action du rayonnement solaire. Nous ne nous arrêterons pas ici sur ces phénomènes.

PRINCIPE D'ARCHIMÈDE

Suspendons un poids à un peson. Le ressort s'allonge et indique sa valeur. Sans toucher au poids, plongeons-le maintenant dans de l'eau.

Les indications du peson vont-elles changer? Bien sûr: l'aiguille rétrograde. Si l'on fait cette expérience avec un poids marqué d'un kilogramme, la diminution de poids sera d'environ 140 gf.

Que s'est-il passé? On voit bien que ni masse du poids ni son attraction par la Terre n'ont pu changer. Il n'y a qu'une cause possible: sur le poids plongé dans l'eau agit une force de 140 gf dirigée vers le haut. D'où vient cette poussée qu'Archimède fut le premier à découvrir? Avant d'examiner le comportement d'un solide dans de l'eau, voyons d'abord celui de « l'eau dans l'eau ». Isolons en imagination un volume d'eau quelconque. Ce volume possède un certain poids, pourtant il ne tombe pas au fond. Pourquoi? La réponse est claire: la pression hydrostatique de l'eau ambiante s'y oppose. Cela signifie que la résultante de cette pression pour le volume examiné est égale au poids de l'eau et est dirigée verticalement vers le haut.

Si maintenant un solide occupe le même volume, la pression hydrostatique reste la même.

On voit donc que cette dernière soumet un corps plongé dans un liquide à une force ascendante verticale égale au poids de l'eau qu'il a déplacée. C'est le principe d'Archimède.

On raconte qu'Archimède prenait un bain tout en réfléchissant à la façon dont on peut déterminer la présence d'argent dans une couronne en or. La personne qui se baigne sent très nettement la poussée de l'eau. Archimède fut brusquement illuminé: le principe s'ouvrait à lui dans toute sa simplicité. En criant « Eurêka » (j'ai trouvé) il sauta de sa baignoire et courut chercher la couronne pour déterminer sur-le-champ la perte de poids consécutive à son immersion.

La perte de poids exprimée en grammes d'un corps immergé est égale au poids de l'eau qu'il

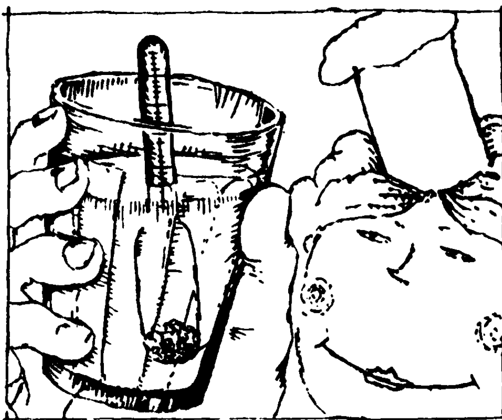


Fig. 7.7

a déplacée. Connaissant le poids de l'eau on détermine son volume, égal à celui de la couronne. Connaissant le poids de la couronne, on trouve immédiatement la densité de la matière dont elle est faite et connaissant la densité de l'or et de l'argent on obtient facilement la part de l'addition.

Le principe d'Archimède s'applique évidemment à tous les liquides. Si l'on plonge dans un liquide de densité ρ un corps de volume V, le poids du liquide déplacé (ce n'est autre que la poussée) sera égal à ρVg.

Des appareils très simples permettant d'analyser les propriétés des produits liquides sont basés sur ce principe. Si l'on dilue de l'alcool ou du lait avec de l'eau, leur densité changera, et l'on sait que la densité permet de juger de la composition d'un liquide. La mesure se fait rapidement à l'aide d'un aréomètre (fig. 7.7). Plongé dans un liquide l'aréomètre s'enfonce plus ou moins en fonction de la densité de celui-ci.

L'équilibre s'établit lorsque la force d'Archimède est égale en poids de l'aréomètre.

L'instrument comporte une graduation, et la densité se lit à la valeur du trait coïncidant avec le niveau du liquide. Les aréomètres destinés au contrôle des alcools sont appelés alcoomètres et ceux qu'on utilise pour le lait, des lactomètres.

La densité moyenne du corps humain est légèrement supérieure à l'unité. Dans l'eau douce un homme qui ne sait pas nager se noie. L'eau salée, elle, a une densité supérieure à l'unité, mais dans la plupart des mers la salinité est faible et la densité de l'eau, bien que supérieure à l'unité, reste inférieure à la densité moyenne du corps humain. Dans le golfe de Kara-Bogaz-Gol (mer Caspienne), la densité de l'eau atteint 1,18. Ce chiffre est donc supérieur à la densité moyenne du corps humain, et dans ce golfe il est impossible de se noyer. Vous pouvez faire la planche et lire un livre...

La glace flotte sur l'eau. La préposition n'est pas tout à fait juste. La densité de la glace est d'environ 10% inférieure à celle de l'eau, et il résulte du principe d'Archimède qu'un glaçon est immergé pour environ 0,9 de son volume. Cette circonstance rend très dangereuse la rencontre d'un iceberg.

Si une balance à fléau est équilibrée dans l'atmosphère, cela ne veut pas dire qu'elle le sera dans le vide. Le principe d'Archimède, en effet, est valable pour l'air aussi bien que pour l'eau. Sur un objet entouré d'air agit une poussée égale au poids de l'air déplacé par l'objet. Dans l'atmosphère il « pèse » donc moins que dans le vide. La perte de poids sera d'autant plus élevée que le volume est grand. Une tonne de bois perdra plus de poids qu'une tonne de plomb. On peut donc répondre à celui qui demanderait ce qui est plus lourd: une tonne de plomb est plus lourde qu'une tonne de bois si l'on détermine leur poids dans l'atmosphère.

Cette perte de poids reste faible tant qu'il s'agit de corps de petites dimensions. Mais si nous pesons un bloc ayant les dimensions d'une maison, nous « perdons » déjà plusieurs dizaines de kilogrammes. Toute pesée précise devra donc

tenir compte de la perte de poids dans l'air.

L'action atmosphérique de la force d'Archimède permet de construire toute sorte de ballons, aérostats et dirigeables. Il suffit pour cela de disposer d'un gaz plus léger que l'air.

Si l'on remplit un ballon d'une capacité de 1 m³ avec de l'hydrogène dont 1 m³ pèse 0,09 kgf, la force ascensionnelle (la différence entre la force d'Archimède et le poids du gaz) sera :

$$1{,}29 \text{ kgf} - 0{,}09 \text{ kgf} = 1{,}20 \text{ kgf}$$

(1,29 kgf/m³ correspond à la densité de l'air).

On peut encore accrocher à notre ballon une charge d'environ 1 kgf sans que cela l'empêche de s'envoler dans les nuées.

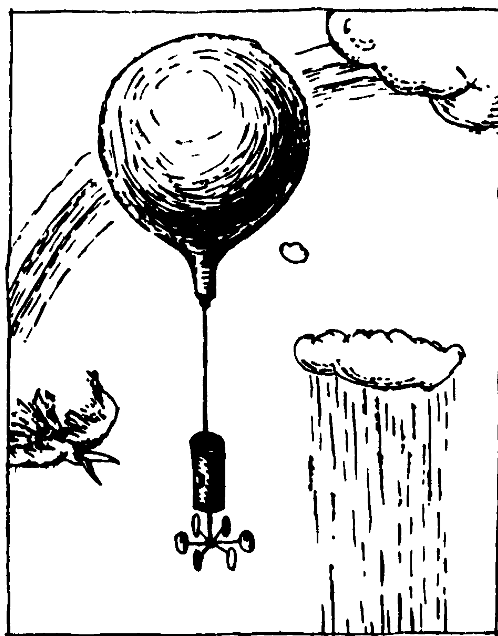
On voit qu'avec des capacités relativement faibles de quelques centaines de mètres cubes, les ballons d'hydrogène peuvent emporter des charges considérables.

Les aérostats gonflés à l'hydrogène présentent cependant un défaut de taille qui est l'inflammabilité de ce gaz. Mélangé avec de l'air celui-ci forme un mélange détonant, et l'histoire des moins lourds que l'air compte des accidents tragiques.

Aussi avec la découverte de l'hélium l'hydrogène fut-il totalement supplanté. L'hélium étant deux fois plus lourd, la force ascensionnelle qui en résulte est plus petite. La différence est-elle grande ? La force ascensionnelle d'un ballon de 1 m³ rempli d'hélium est égale à 1,29 kg — 0,18 kg = 1,11 kg. Elle n'a diminué que de 8%. Par contre, les avantages de l'hélium sont évidents.

L'aérostat fut le premier appareil ayant permis aux hommes de voler. Aujourd'hui encore des engins de ce type munis d'une nacelle étanche servent à l'étude des couches supérieures de l'atmosphère. Appelés ballons stratosphériques, ils

Fig. 7.8



ont déjà dépassé les 20 kilomètres d'altitude.

On utilise largement de nos jours des ballons munis d'instruments de mesure reliés au sol par radio (fig. 7.8). Ces radiosondes emportent un petit émetteur à piles qui fait connaître à l'aide de signaux conventionnels l'humidité, la température et la pression atmosphérique régnant aux différentes altitudes.

On peut lancer un aérostat livré à lui-même sur un long trajet et déterminer néanmoins d'une façon assez précise le point d'atterrissage. Pour cela, l'aérostat doit monter à une altitude de l'ordre de 20 à 30 kilomètres. A ces altitudes les courants aériens sont très stables, et l'on peut calculer d'avance l'itinéraire.

Si besoin est, on peut modifier automatiquement la force ascensionnelle en laissant échapper du gaz ou en jetant du lest.

Jadis, on utilisait des aérostats dotés d'un moteur à hélice. Appelés dirigeables, ils avaient une forme aérodynamique. Le dirigeable a pourtant été incapable de soutenir la concurrence de l'avion. Même en comparaison avec les appareils d'il y a 30 ans il est encombrant, difficile à piloter, dispose d'une vitesse et d'un plafond

réduits. ailleurs que les dirigeables seraient rentables pour des transports commerciaux.

PRESSIONS DE L'ORDRE DE PLUSIEURS MILLIONS D'ATMOSPHÈRES

Des pressions considérables s'exerçant sur des surfaces réduites, nous en rencontrons tous les jours. Voyons, par exemple, la pression qui s'exerce sur la pointe d'une aiguille. Supposons que la pointe d'une aiguille ou d'un clou a une dimension linéaire de 0,01 cm. Sa surface sera donc de 0,0001 cm^2. Si nous appliquons une force de 10 kgf seulement, la pointe du clou va exercer une pression de 100 000 atmosphères! On comprend pourquoi les objets pointus pénètrent si facilement dans des corps denses.

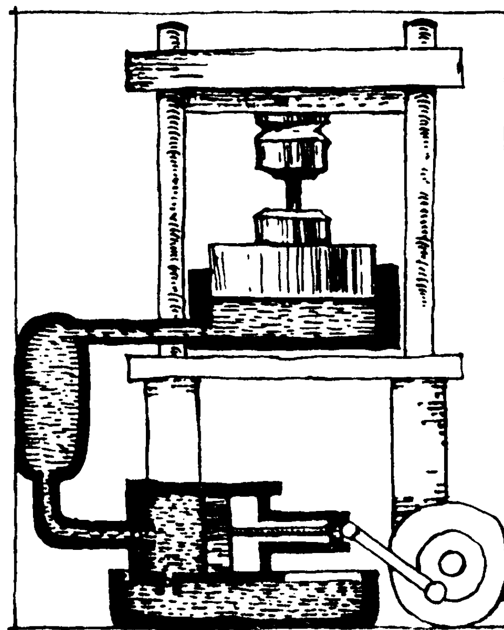
Cet exemple montre que la création de grandes pressions sur de faibles surfaces est une chose courante. Il en va différemment s'il s'agit de créer de hautes pressions sur une surface importante.

En laboratoire celles-ci s'obtiennent à l'aide des presses hydrauliques, par exemple (fig. 7.9). L'effort de la presse est transmis à un piston de petite surface poussé dans le récipient à l'intérieur duquel on veut créer une pression élevée.

De cette façon, on obtient assez facilement des pressions de plusieurs milliers d'atmosphères.Si l'on veut passer à des pressions extra-élevées, l'affaire se complique du fait de la résistance limitée du matériau dont est fait le récipient.

Mais la nature a facilité les choses: il s'est avéré qu'à des pressions de l'ordre de 20 000 atmosphères les métaux deviennent considérablement plus résistants. On immerge donc la machine dont on attend des pressions extra-élevées dans un liquide soumis lui-même à une pression de l'ordre de 30 000 at. Et l'on parvient ainsi à créer dans le récipient intérieur (toujours

Fig. 7.9



à l'aide d'un piston) des pressions de plusieurs centaines de mille atmosphères. Le record, 400 000 atmosphères, appartient au physicien américain Bridgman.

L'intérêt que l'on attache à l'obtention de pressions extra-élevées n'a rien de gratuit. En effet, elles donnent lieu à des phénomènes qu'il est impossible de déclencher autrement. C'est en 1955 que furent obtenus les premiers diamants artificiels. Leur fabrication a nécessité des pressions de l'ordre de 100 000 atmosphères, ajoutées à une température de 2300 K.

Des pressions pouvant aller jusqu'à 300 000 at et réparties sur de grandes surfaces accompagnent la détonation d'explosifs comme la nitroglycérine, le trinitrotoluène, etc. L'explosion d'une bombe atomique donne naissance à des pressions encore plus élevées, atteignant 10^{13} at.

Remarquons que les pressions qui résultent d'une explosion ont une durée très brève et que de hautes pressions permanentes n'existent qu'à l'intérieur des corps célestes et, bien sûr, de la Terre. Au centre du globe terrestre la pression est d'environ 3 millions d'atmosphères.

Unités et dimensions des grandeurs physiques dans le système SI et leur relation avec les unités CGS

Grandeur	Unités SI			
	Dimension	Nom	Symbole	Valeur en unités CGS
		UNITÉS DE BASE		
Longueur	m	mètre	m	10^2 cm
Masse	kg	kilogramme	kg	10^3 g
Temps	s	seconde	s	1
Intensité de courant électrique	A	ampère	A	$3 \cdot 10^9$ un. CGS
Température thermodynamique	K	kelvin	K	1
Quantité de matière	mol	mole	mol	1
Intensité lumineuse	cd (lm/sr)	candela	cd	1
		Unités supplémentaires		
Angle plan		radian	rad	1
Angle solide		stéradian	sr	1
		UNITÉS DÉRIVÉES		
		Unités géométriques et de temps		
Aire ou superficie	m^2	mètre carré	m^2	10^4 cm^2
Volume	m^3	mètre cube	m^3	10^6 cm^3

Vitesse	$m \cdot s^{-1}$	mètre par seconde	m/s	10^2 cm/s
Accélération	$m \cdot s^{-2}$	mètre par seconde carrée	m/s^2	10^2 cm/s^2
Vitesse angulaire	s^{-1}	radian par seconde	rad/s	1
Accélération angulaire	s^{-2}	radian par seconde carrée	rad/s^2	1
Fréquence	s^{-1}	hertz	Hz	1
Unités mécaniques				
Densité	$m^{-3} \cdot kg$	kilogramme par mètre cube	kg/m^3	10^{-3} g/cm^3
Force	$m \cdot kg \cdot s^{-2}$	newton	N	10^5 dyn
Pression; contrainte mécanique	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$ (N/m^2)	pascal	Pa	10 dyn/cm^2
Moment d'une force;	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$	mètre newton	N·m	10^7 dyn·cm
Impulsion d'une force	$m \cdot kg \cdot s^{-1}$	newton seconde	N·s	10^5 dyn·s
impulsion (quantité de mouvement)			kg·m/s	10^5 g·cm/s
Moment (moment cinétique)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-1}$		$kg \cdot m^2/s$	10^7 $g \cdot cm^2/s$
Moment d'inertie	$m^2 \cdot kg$		$kg \cdot m^2$	10^7 $g \cdot cm^2$
Travail; énergie	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$ (N·m)	joule	J	10^7 erg
Puissance	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$ (J/s)	watt	W	10^7 erg/s
Rigidité; tension superficielle	$kg \cdot s^{-2}$	newton par mètre	N/m	10^3 dyn/cm
Viscosité dynamique	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-1}$	pascal seconde	Pa·s	10 Pa

TABLE DES MATIÈRES

